

OPTISCHE SYNCHRONISATION  
AM  
CW-BESCHLEUNIGER ELBE

Dissertation

zur

Erlangung des akademischen Grades  
Doctor rerum naturalium  
(Dr. rer. nat.)

der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften  
der Technischen Universität Dresden

vorgelegt von:

Michael Kuntzsch  
aus Dresden  
geboren am 15.05.1983 in Elsterwerda





Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. Thomas Cowan	Technische Universität Dresden Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
Prof. Dr.-Ing. habil. Wilfried Klix	Hochschule für Technik und Wirtschaft Dresden
Dr. Holger Schlarb	Deutsches Elektronen-Synchrotron, Hamburg

Tag der Einreichung: 16.03.2015

Tag der Verteidigung: 06.07.2015



# Kurzfassung

---

Moderne Experimente in der Kurzzeitphysik erfordern eine hochpräzise Synchronisation der beteiligten Strahlungsquellen, um dynamische Prozesse und atomare Strukturen aufzulösen. Die Komplexität und räumliche Ausdehnung einer linearbeschleuniger-getriebenen Strahlungsquelle wie ELBE verlangt nach neuen Konzepten, um die anspruchsvollen Anforderungen zu erfüllen.

Kernbestandteile der vorliegenden Arbeit sind die Konzeption, der Aufbau und die Inbetriebnahme eines gepulsten optischen Synchronisationssystems zur Verteilung eines Phasenreferenzsignals. Dieses System bildet eine wesentliche Grundvoraussetzung für wissenschaftliche Experimente mit einer Auflösung im Bereich von wenigen zehn Femtosekunden.

Darüber hinaus wurde der Prototyp eines Ankunftszeitmonitors am ELBE-Beschleuniger entwickelt und charakterisiert. Mit diesem Diagnoseelement wurden erstmals Messungen der Elektronenpulsankunftszeit mit einer Auflösung von wenigen Femtosekunden am ELBE-Strahl möglich. Die implementierte Datenanalyse erlaubt einzelpuls aufgelöste Messzyklen mit bisher unerreichter spektraler Bandbreite am kontinuierlichen (CW) Elektronenstrahl. Ferner wurde eine Methode zur Datenerfassung entwickelt, die unter Verwendung der Lockin-Technik besonders rauscharme Messungen hervorbringen kann.

Abschließend wurde der ELBE-Beschleuniger hinsichtlich Ankunftszeit und Energiestabilität umfassend untersucht. Dabei wurden die erweiterten Möglichkeiten, die ELBE als CW-Beschleuniger bietet, ausgeschöpft. Der Fokus lag besonders auf der spektralen Analyse der Störungen bei verschiedenen Kompressionszuständen der Elektronenpulse. Diese methodische Untersuchung wurde sowohl für den thermionischen Injektor als auch für die supraleitende Foelektronenquelle durchgeführt.

Die präsentierten Messergebnisse ermöglichen ein erweitertes Verständnis für die wirkenden Störmechanismen während der Elektronenpulspropagation und stellen den Ausgangspunkt für systematische Verbesserungen der Strahlqualität dar. Ein beschriebener Grundlagenversuch belegt, wie der ELBE-Elektronenstrahl in Zukunft aktiv stabilisiert werden kann, um die erforderliche Zeitauflösung zu erreichen. Intrinsische Strahlinstabilitäten können dadurch signifikant reduziert werden.

# Abstract

---

Experiments in ultra-fast science require a precise synchronization of the interacting light sources to resolve dynamic processes and structures on an atomic scale. The complexity and spatial dimension of an accelerator-driven radiation source need novel concepts to fulfill these requirements.

The main focus of this thesis lies on the conceptual design, realization and commissioning of a pulsed optical synchronization system to distribute phase-stable reference signals. It is a basic prerequisite for scientific experiments with a temporal resolution in the ten femtosecond range.

Based on the synchronization system a prototype of a bunch arrival time monitor has been developed and characterized at ELBE. It enables measurements with few femtosecond accuracy which were done for the first time at ELBE. The implemented data processing scheme allows single pulse resolution measurements at the continuous wave (CW) electron beam at an unprecedented spectral range. A second method based on lock-in-amplifier technique has been developed which has the potential for very low noise measurements.

Finally comprehensive energy and timing jitter studies have been performed at ELBE using the unique properties offered by a CW-accelerator. The investigation was mainly focused on spectral analysis of noise components at varying compression states of the electron bunches. This examination has been done for both the thermionic injector and the superconducting photo electron source.

The results presented in this thesis created an extended comprehension of how noise sources are affecting the beam propagating along the accelerator and lead to further improvements of the beam quality. A proof of concept experiment demonstrates how a future feedback scheme can be used to reduce the residual jitter and to achieve the desired temporal resolution. Intrinsic beam instabilities can be lowered significantly by using this technique.

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>Kurzfassung.....</b>	<b>I</b>
<b>Abstract .....</b>	<b>II</b>
<b>Inhaltsverzeichnis.....</b>	<b>III</b>
<b>Abbildungsverzeichnis .....</b>	<b>VII</b>
<b>Tabellenverzeichnis .....</b>	<b>XIII</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis .....</b>	<b>XV</b>
<b>1 Einleitung.....</b>	<b>1</b>
1.1 Allgemeiner Überblick und Motivation.....	1
1.2 Die Strahlungsquelle ELBE – Zentrum für Hochleistungsstrahlungsquellen .....	6
1.3 Zielsetzung und Gliederung .....	9
<b>2 Evaluierung des Bestandssystems.....</b>	<b>11</b>
2.1 Anforderungen.....	11
2.2 Hochfrequenzerzeugung.....	15
2.2.1 Grundlagen zur Evaluierung von Hochfrequenzsignalen.....	15
2.2.2 Bestandssystem .....	18
2.2.3 Neue Hochfrequenzerzeugung bei ELBE.....	19
2.2.4 Auswirkungen auf die Beschleunigerstabilität .....	22
2.2.5 Messungen am Elektronenstrahl.....	26
2.2.6 Schlussfolgerungen zur Hochfrequenzerzeugung .....	29
2.3 Synchronsignalverteilung.....	30
2.3.1 Funktionsweise .....	30
2.3.2 Rauschanalyse.....	31
2.3.3 Driftmessung.....	32
2.3.4 Schlussfolgerungen zum Synchronisationssystem.....	35
<b>3 Optisches Synchronisationssystem .....</b>	<b>37</b>
3.1 Entwicklung und Funktionsweise.....	37
3.2 Umsetzung am ELBE.....	39

3.2.1	Synchronisationslabor .....	40
3.2.2	Optischer Referenzoszillator.....	42
3.2.3	Anbindung Laseroszillator – Hochfrequenzreferenz .....	48
3.2.4	Faserdriftstabilisierung .....	54
3.2.5	Charakterisierung des Synchronisationssystems.....	64
<b>4</b>	<b>Ankunftszeitmonitor.....</b>	<b>69</b>
4.1	Motivation.....	69
4.2	Funktionsweise .....	70
4.3	Aufbau am ELBE-Beschleuniger .....	72
4.3.1	Elektro-optischer Modulator .....	76
4.3.2	12-GHz-Pickup .....	79
4.3.3	Breitbandaufbau mit 40-GHz-Pickup .....	80
4.4	Datenerfassung im Zeitbereich .....	85
4.5	Kalibrierung und Bestimmung der Messauflösung .....	88
4.6	Datenerfassung im Frequenzbereich .....	91
4.7	Abschirmung .....	95
<b>5</b>	<b>Kompressionsmonitor.....</b>	<b>97</b>
5.1	Motivation.....	97
5.2	Funktionsweise .....	99
5.3	Umsetzung am ELBE.....	101
<b>6</b>	<b>Maschinenstudien am ELBE-Beschleuniger .....</b>	<b>109</b>
6.1	Pulskompression .....	109
6.2	Einfluss der Hochspannung auf die Strahlstabilität .....	119
6.3	Messungen mit supraleitender Elektronenquelle.....	127
6.4	Strahlstabilisierung – Grundlagenversuch .....	132
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick.....</b>	<b>137</b>
7.1	Synchronisationssystem.....	138
7.2	Diagnoseelemente .....	138
7.3	Maschinenstudien.....	139
7.4	Ausblick .....	140

<b>Anhang A: Software.....</b>	<b>141</b>
<b>Anhang B: Transfermatrizen.....</b>	<b>147</b>
<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>151</b>
<b>Danksagung.....</b>	<b>157</b>
<b>Erklärung.....</b>	<b>159</b>





# Abbildungsverzeichnis

---

Abbildung 1.1:	Schema für zeitaufgelöste Experimente mit einem THz-Pump-Puls und einem Femtosekunden Probe-Puls (Bildquelle: [2]).....	2
Abbildung 1.2:	Schema der Röntgenstrahlungsquelle am ELBE, basierend auf inverser Compton-Streuung unter dem Interaktionswinkel $\varphi$ (Bildquelle: [4]).....	3
Abbildung 1.3:	Schematischer Messaufbau der Röntgenstrahlungs-Kristallographie an der Linac Coherent Light Source (LCLS) (Bildquelle: [5]) .....	4
Abbildung 1.4:	Grundriss des ELBE-Zentrums mit Beschleuniger, Sekundärstrahlungsquellen, Experimentierplätzen und Hochleistungslasern.....	8
Abbildung 2.1:	Darstellung einer idealen und einer rauschbehafteten Welle im Zeit- und Frequenzbereich.....	16
Abbildung 2.2:	Darstellung des Einseitenband-Phasenrauschens.....	17
Abbildung 2.3:	Schematische Darstellung der am HZDR entwickelten Hochfrequenzerzeugung, daneben eine Aufnahme des Systems am Beschleuniger .....	19
Abbildung 2.4:	Aufnahme der neuen ELBE-Hochfrequenzerzeugung .....	20
Abbildung 2.5:	Phasenrauschen und integrierter Jitter der neuen 13-MHz-Referenz im Vergleich zum Bestandssystem .....	21
Abbildung 2.6:	Vergleich von Phasenrauschen und integriertem Jitter der neuen 260-MHz-Referenz zum Bestandssystem.....	21
Abbildung 2.7:	Vergleich von Phasenrauschen und integriertem Jitter der neuen 1,3-GHz-Referenz zum Bestandssystem.....	22
Abbildung 2.8:	Prinzip der Phasenrauschmessung am Auskoppelsignal eines Hohlraumresonators .....	23
Abbildung 2.9:	Phasenrauschmessung am 260-MHz-Buncher mit integriertem Jitter; zum Vergleich das Bestandssystem .....	24
Abbildung 2.10:	Phasenrauschmessungen für die RALAB-Frequenzerzeugung an allen vier supraleitenden Resonatoren; im Vergleich dazu das Bestandssystem.....	25
Abbildung 2.11:	Schematischer Messaufbau zur Phasenrauschmessung am Strahlagemonitor .....	26
Abbildung 2.12:	Messsignal vor und nach der Filterung bei 1,3 GHz .....	26
Abbildung 2.13:	Position der BPMs am ELBE vor dem Umbau [Quelle: ELBE-Kontrollsystem].....	27
Abbildung 2.14:	Darstellung des Einseitenbandphasenrauschens analog zu Abbildung 2.2, erweitert um die Kennzeichnung des thermischen Rauschens $P_{th}$ und dem sich daraus ergebenden Dynamikbereich .....	28
Abbildung 2.15:	Ergebnisse der Phasenrauschmessungen am BPM3-Pickup .....	28
Abbildung 2.16:	Ergebnisse der Phasenrauschmessungen am BPM7-Pickup .....	29
Abbildung 2.17:	Optische Sendermodule für die Verteilung von Synchronsignalen.....	30

Abbildung 2.18: Übertragungsstrecke, bestehend aus Hochfrequenzquelle, optischem Sender, Lichtwellenübertragungsstrecke, Empfänger und Oszillatormodul .....	31
Abbildung 2.19: Phasenrauschmessungen und errechneter Zeitjitter der Referenzquelle (rot) nach der Übertragungsstrecke (blau) und am Ausgang einer nachgeschalteten 390-MHz-PLL-VCO-Einheit (grün) .....	32
Abbildung 2.20: Schematischer Aufbau der Faserdriftmessung .....	34
Abbildung 2.21: Messung der Ankunftszeitvariation einer 200-m-Glasfaserstrecke über drei Tage .....	35
Abbildung 3.1: Synchronisationsschema am ELBE in geplanter voller Ausbaustufe. Die aktiven Komponenten sind in einem Synchronisationslabor (orange) untergebracht [28] .....	39
Abbildung 3.2: Fotoaufnahme vom Inneren des Synchronisationslabors .....	41
Abbildung 3.3: Temperaturverlauf im Synchronisationslabor im Juli 2014 .....	42
Abbildung 3.4: Phasenrauschen des optischen Referenzoszillators, gemessen bei der fünfzigsten Harmonischen (3,9 GHz); in Rot der RMS-Jitter .....	45
Abbildung 3.5: Aufnahme des am ELBE eingesetzten optischen Referenzoszillators der Onefive GmbH .....	45
Abbildung 3.6: Autokorrelation des optischen Referenzoszillators Onefive Origami 15 an der Freistrahlauskopplung .....	46
Abbildung 3.7: Optisches Spektrum des Referenzoszillators .....	46
Abbildung 3.8: Entwicklung von Pulslänge und Spektrum bei Propagation in 1-m-SMF (20-cm-Schritte), berechnet mit Fiberdesk; im Vergleich dazu die gemessenen Werte an der Faserauskopplung [31] .....	47
Abbildung 3.9: Prinzip der Frequenzstabilisierung eines Lasers .....	48
Abbildung 3.10: Schema der Elektronik zur Anbindung des Lasers an ein Hochfrequenzsignal .....	50
Abbildung 3.11: Aufnahme der eigenentwickelten Laserfrequenzstabilisierung .....	51
Abbildung 3.12: Signale der Phasendetektoren für den frei laufenden Laser .....	52
Abbildung 3.13: Messaufbau zur Evaluierung der Stabilität der Laser-Hochfrequenz-Anbindung .....	52
Abbildung 3.14: Messung der Stabilität des Laser-HF-Locks. Dazu wird das Schleifensignal des 390-MHz-Detektors (schwarz) dem Messsignal des 3,9-GHz-Detektors (blau) gegenübergestellt. Dazu die Treiberspannung des Piezo-Elements im Laser (magenta), die Zeitpunkte des Grob-Tunings (rot) und der Temperaturverlauf im Synchronisationslabor (grau). .....	53
Abbildung 3.15: Schema der Leistungsverteilung des Laserreferenzsignals und des Strahlwegs innerhalb eines Faserlinks .....	55
Abbildung 3.16: Entwicklung von Laserpulslänge und Spektrum beim Durchlaufen der optischen Verteilung .....	57
Abbildung 3.17: Optikplatte der Faserlink-Stabilisierung mit Skizzierung des Strahlwegs: einkommender Strahlweg vom Laseroszillator (orange), reflektiertem Signal vom Linkende (grün), erstem (rot) und zweitem (blau) Produkt des Wellenmischens .....	58

Abbildung 3.18: Aufnahme der Faserebene eines Faserlinks. Erkennbar sind die beiden Faserverstärker, der Piezo-Strecker und die an die obere Optikplatte montierte DCF-Spule. ....	60
Abbildung 3.19: Schematische Darstellung der Elektronikkomponenten und deren Verbindungen für zwei Faserlinks in einem 19-Zoll-Gehäuse .....	61
Abbildung 3.20: Aufnahme eines eigenentwickelten Elektronik-Einschubs für zwei Faserlinks.....	62
Abbildung 3.21: Schema der verwendeten Softwaremodule und deren Schnittstellen zu Hardwarekomponenten .....	63
Abbildung 3.22: Kreuzkorrelatorsignal eines Faserlinks .....	64
Abbildung 3.23: Schema der Driftmessung eines stabilisierten Faserlinks, abgeleitet von Abbildung 3.15.....	65
Abbildung 3.24: Korrelation zwischen Faserdrift (blau) und Labortemperatur (grau).....	65
Abbildung 3.25: Langzeitdriftmessung einer stabilisierten Faserstrecke gegenüber dem Laseroszillator (blau); darunter die zeitliche Verschiebung durch den Piezo (grün), die optische Verzögerungsstrecke (rot) und die resultierende Gesamtverzögerung (violett); dazu der Temperaturverlauf im Synchronisationslabor (grau).....	67
Abbildung 3.26: Vergrößerung einer sprunghaften Timing-Änderung.....	68
Abbildung 3.27: Aufnahme des ausströmenden Stickstoff-Gases während eines Füllzyklus des Ausgleichsgefäßes, dazu gekennzeichnet der Verlauf der Testfaser.....	68
Abbildung 3.28: Füllzyklus des Stickstoffpuffers über einen Zeitraum von 30 Stunden .....	68
Abbildung 4.1: Bunchkompressionsschema am ELBE-Beschleuniger, basierend auf [35] .....	69
Abbildung 4.2: Modulationsspannung in Abhängigkeit der Ankunftszeit analog zu [36] .....	70
Abbildung 4.3: Schema der Ankunftszeitmessung .....	71
Abbildung 4.4: 12-GHz-BAM-Pickup [41].....	72
Abbildung 4.5: 40-GHz-Pickup der TU Darmstadt [39] .....	72
Abbildung 4.6: Phasendrift der verwendeten SiO <sub>2</sub> -Kabel gegenüber PTFE-Kabeln; Information des Herstellers nach [43].....	73
Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau des BAM-Frontends.....	74
Abbildung 4.8: Prototyp des BAM-Frontends mit Kennzeichnung der wichtigsten Elemente.....	74
Abbildung 4.9: Einbauort der Prototypen von BAM und BCM .....	75
Abbildung 4.10: Funktionsprinzip eines Mach-Zehnder-Intensitätsmodulators, abgewandelt von [44].....	76
Abbildung 4.11: Übertragungsfunktion eines Intensitätsmodulators, abgewandelt von [44] .....	77
Abbildung 4.12: 10-GHz-EOM, Thorlabs LN56-10-P (Bildquelle: Thorlabs) .....	78
Abbildung 4.13: Breitband-EOM u <sup>2</sup> t MZMO2130.....	78
Abbildung 4.14: Vergrößerter Ausschnitt des Modulationssignals bei 90 pC .....	79
Abbildung 4.15: Modulationssignalverlauf bei Phasenverschiebung des 78-MHz-MLO um 360° gegenüber dem Beschleunigerreferenzsignal für drei ausgewählte Pulsladungen .....	80
Abbildung 4.16: Messaufbau zur Qualifizierung des 40-GHz-BAM-Pickups .....	81

Abbildung 4.17: Vergleich der Kalibriermessungen für das 40-GHz-Pickup mit dem Thorlabs-EOM (schwarz), dem $u^2t$ -EOM (rot) und dem Spannungssignal, aufgenommen mit einem Oszilloskop (blau).....	81
Abbildung 4.18: Veränderung der Signalamplitude gegenüber der Elektronenpulsladung (rot), dazu die Abweichung über 128 Pulse (blau) .....	82
Abbildung 4.19: Änderung des Anstiegs über der Ladung (rot), dazu die Abweichung über 128 Pulse (blau) .....	83
Abbildung 4.20: Änderung des Anstiegs des BAM-Signals, abhängig von der vertikalen Strahlage bei einer Ladung von 35 pC .....	83
Abbildung 4.21: Pickup-Signale beim Einschwingen (a) und Ausschwingen (b), hervorgerufen durch die Makropuls-Austastung .....	84
Abbildung 4.22: Oszilloskop-Aufnahme einer modulierten Laserpulsfolge (blau), dazu das Pickup-Signal (rot).....	85
Abbildung 4.23: Prinzip der BAM-Signalerfassung im Zeitbereich .....	86
Abbildung 4.24: BAM-Ausleseelektronik mit den Fotodetektoren (a), dem Vektormodulator für die Phasenverschiebung des ADC-Takts (b) und dem PXI-Chassis mit ADC und FPGA (c) .....	86
Abbildung 4.25: Darstellung im LabVIEW-Kontrollsystem mit der Anzeige vom Mittelwert der Basislinie, der Amplitude der unmodulierten Laserpulse, der Amplitude der modulierten Pulse und dem berechneten Modulationsgrad (von oben nach unten). Die rote Kurve zeigt die Rohdaten eines Trigger-Ereignisses.....	88
Abbildung 4.26: Modulationssignal bei Verschiebung der Laserphase mit Bestimmung der Messabweichung und der Steilheit im Arbeitspunkt bei 50 pC Elektronenpulsladung .....	89
Abbildung 4.27: Ergebnis der Ankunftszeitmessung über 2 Sekunden am thermionischen Injektor mit 101-kHz-Wiederholrate. ....	90
Abbildung 4.28: Spektrum des BAM-Rohsignals bei Modulation mit einem 101-kHz-CW-Strahl.....	91
Abbildung 4.29: Schema der parallelen BAM-Datenerfassung mit Lock-in-Verstärker und schnellem ADC .....	92
Abbildung 4.30: Testaufbau für die Analyse der BAM-Rohdaten mit Lock-in-Verstärker .....	92
Abbildung 4.31: Kalibriermessung der BAM-Modulation parallel mit ADC und Lockin-Verstärker .....	93
Abbildung 4.32: Vergleich der BAM-Auslese mit Lock-in-Verstärker (rot) mit der ADC-Messung (blau), gemittelt über 200000 Pulse; ergänzend die Ergebnisse einer ADC-Messung ohne Mittelung analog Abbildung 4.27 (orange).....	94
Abbildung 4.33: Blick in die teilweise geöffnete Bleiabschirmung des BAM-Frontends .....	95
Abbildung 4.34: Vollständig geschlossene Bleiabschirmung des BAM-Frontends .....	95
Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Elektronenpulscompression mit einer magnetischen Schikane, abgeleitet von [48].....	97
Abbildung 5.2: Visualisierung der inkohärenten (oben) und kohärenten (unten) Abstrahlung, beeinflusst durch die Elektronenpulslänge; dazu qualitativ die Intensität $I$ in Abhängigkeit von der Anzahl der Elektronen pro Puls $N_e$ , Darstellung analog zu [56] .....	100

Abbildung 5.3:	Schematischer Aufbau einer BCM-Station .....	101
Abbildung 5.4:	Aufnahme einer BCM-Station mit Kennzeichnung wichtiger Komponenten.....	102
Abbildung 5.5:	BCM-Detektorsignale bei Variation der 1,3-GHz-Phase für aktivierte und deaktivierte zweite magnetische Schikane .....	103
Abbildung 5.6:	Detektorsignale der BCM-Stationen vor und nach der finalen Pulskompression.....	105
Abbildung 5.7:	Ausgangsamplitude des pyro-elektrischen Detektors (rot); dazu die Auswertung der Intensität der kohärenten THz-Strahlung (blau), gemessen im Labor mit einem FTIR-Spektrometer (Messung: M. Gensch).....	105
Abbildung 5.8:	Abhängigkeit des pyro-elektrischen Detektors von der transversalen Ausdehnung des Elektronenstrahls an der Schirmquelle.....	106
Abbildung 5.9:	3D-Grafik der superradianten THz-Quellen [1] am ELBE (3D-Modell: J. Hauser) mit Markierung der Strahlungsquellen und der Position der Kompressionsmonitore .....	107
Abbildung 6.1:	Pulskompressionsschema am ELBE mit Markierung von Diagnoseelementen.....	109
Abbildung 6.2:	Ausgangssignal des BCM bei Variation der Phase des zweiten Moduls (LA2) .....	110
Abbildung 6.3:	Ergebnisse der Ankunftszeitmessung bei Variation der Pulskompression – angegeben als Phasenwerte von LA2 – über einen Beobachtungszeitraum von 0,2 s (entspricht 20312 Elektronenpulsen bei 101 kHz).....	112
Abbildung 6.4:	Leistungsdichtespektrum der Ankunftszeitänderung sowie dessen frequenzabhängiger RMS-Jitter für verschiedene Phasenwerte des zweiten Beschleunigermoduls bei zunehmender Kompression (vgl. Abbildung 6.2).....	113
Abbildung 6.5:	Leistungsdichtespektrum der Ankunftszeitänderung sowie dessen frequenzabhängiger RMS-Jitter für verschiedene Phasenwerte des zweiten Beschleunigermoduls bei abnehmender Kompression (vgl. Abbildung 6.2) .....	114
Abbildung 6.6:	Ergebnisse der Positionsmessung bei Variation der Pulskompression – angegeben als Phasenwerte von LA2 – über einen Zeitraum von 9 ms.....	116
Abbildung 6.7:	Leistungsdichtespektrum der Positionsänderung sowie dessen frequenzabhängiger RMS-Jitter für verschiedene Phasenwerte des zweiten Beschleunigermoduls (vgl. Abbildung 6.2) .....	117
Abbildung 6.8:	Ankunftszeitjitter und Puls-zu-Puls-Schwankungen gegenüber der BCM-Amplitude und der Positionsschwankung im dispersiven Zweig bei Variation der Pulskompression für den thermionischen Injektor.....	118
Abbildung 6.9:	Schema des Hochspannungsterminals und der Elektronenquelle des thermionischen Injektors mit Markierung eines Messwiderstands für Stabilitätsmessungen (Bildquelle: [63]).....	119
Abbildung 6.10:	Aufnahme der Spannungsschwankungen des Hochspannungsnetzteils der thermionischen Elektronenquelle über einen Zeitraum von 25 ms (a) und 100 $\mu$ s (b) .....	120
Abbildung 6.11:	Leistungsspektrum des Hochspannungssignals des thermionischen Injektors (logarithmisch aufgetragen) mit Markierung diskreter Frequenzkomponenten und Integration zur Bestimmung des quadratischen Mittelwerts der Schwankungen .....	121
Abbildung 6.12:	Leistungsdichtespektrum des BAM-Signals mit Markierung diskreter Rauschkomponenten bei 101-kHz-Wiederholrate.....	122

Abbildung 6.13: Leistungsdichtespektrum des BAM-Signals mit Markierung diskreter Rauschkomponenten bei 202-kHz-Wiederholrate .....	122
Abbildung 6.14: Leistungsdichtespektrum und RMS-Jitter bei 101-kHz-Wiederholrate .....	123
Abbildung 6.15: Leistungsdichtespektrum und RMS-Jitter bei 202-kHz-Wiederholrate .....	124
Abbildung 6.16: Spektrum der schnellen analogen Positionsbestimmung der Elektronenbunche (BPM) mit Kennzeichnung der Strahlkomponente (orange) und der vom Injektor hervorgerufenen Störungen bei 84 kHz (blau) und 28 kHz (grün) und den entstehenden Spiegelfrequenzen .....	124
Abbildung 6.17: Intensitätsspektrum der CDR-THz-Quelle, aufgenommen mit einem schnellen pyroelektrischen Detektor, wie am BCM verwendet .....	126
Abbildung 6.18: Schema der supraleitenden Elektronenquelle (Bildquelle: [67]) .....	127
Abbildung 6.19: Normiertes BCM-Signal bei Variation des Chirps, angegeben als Phase des zweiten Beschleunigermoduls .....	128
Abbildung 6.20: Ergebnisse der Ankunftszeitmessung bei Variation der Pulskompression – angegeben als Phasenwerte von LA2 – über einen Beobachtungszeitraum von 0,2 s bei 100-kHz-Pulsrate .....	129
Abbildung 6.21: Leistungsdichtespektrum der Ankunftszeitänderung sowie dessen frequenzabhängiger RMS-Jitter für verschiedene Phasenwerte des zweiten Beschleunigermoduls bei Variation der Kompression (vgl. Abbildung 6.19) .....	130
Abbildung 6.22: Ankunftszeitjitter und Puls-zu-Puls-Schwankungen gegenüber der BCM-Amplitude und der Positionsschwankungen im dispersiven Beschleunigerabschnitt bei Variation der Pulskompression für den supraleitenden Injektor .....	131
Abbildung 6.23: Messaufbau zum Grundlagenversuch Strahlstabilisierung .....	133
Abbildung 6.24: Ankunftszeitmessung im Zeitbereich mit aktivierter und deaktivierter Phasenmodulation zur Jitterminimierung .....	133
Abbildung 6.25: Leistungsdichteverteilung der Ankunftszeitmessung mit errechnetem RMS-Jitter für aktivierte und deaktivierte Phasenmodulation .....	134
Abbildung 6.26: Schematische Darstellung der geplanten aktiven Strahlstabilisierung anhand von Messdaten des BAM und BCM .....	135
 Abbildung A- 1: Grafische Oberfläche zur Ansteuerung der digitalen Laser-Frequenzregelung .....	 142
Abbildung A- 2: Nutzeroberfläche für zwei Faserlinks .....	143
Abbildung A- 3: Grafische Oberfläche der Beckhoff-Stationsteuerung .....	144
Abbildung A- 4: Steuerprogramm für die Datenerfassung der Ankunftszeitmessung .....	146
Abbildung A- 5: Schematische Darstellung unterschiedlicher Trajektorien für verschiedene Elektronenenergie. ....	149

# Tabellenverzeichnis

---

Tabelle 2.1:	Einfluss der Beschleunigerkomponenten auf die Strahlstabilität nach dem ersten supraleitenden Modul, basierend auf Simulationsergebnissen und für eine Kompression von $C = 15$ mit der magnetischen Schikane der Einfluss des zweiten Moduls .....	13
Tabelle 2.2:	Jitterbudget für den in Tabelle 2.1 beschriebenen Betriebsmodus .....	14
Tabelle 2.3:	Gegenüberstellung der Messergebnisse des neuen Hochfrequenzoszillators zum Bestandssystem .....	22
Tabelle 3.1:	Spezifikationen für den Laseroszillator, abgeleitet von den Anforderungen am ELBE .....	43
Tabelle 3.2:	Übersicht der Wiederholfrequenzen von optischen Oszillatoren für Synchronisationssysteme .....	44
Tabelle 4.1:	Vergleich ausgewählter Parameter der verwendeten elektro-optischen Modulatoren.....	78
Tabelle 4.2:	Ausgewählte Ergebnisse der Messsonden ausserhalb (rot) und innerhalb (schwarz) der BAM-Frontend-Abschirmung, dazu der Wert einer Referenzmessung (grün) .....	96





# Abkürzungsverzeichnis

---

ADC	engl. analog-to-digital converter – Signalwandler analog zu digital
BAM	engl. bunch arrival time monitor – Ankunftszeitmonitor
BBF	engl. beam based feedback – aktive Strahlstabilisierung
BCM	engl. bunch compression monitor – Kompressionsmonitor
BPM	engl. beam position monitor – Strahllagemonitor
CDR	engl. coherent diffraction radiation – kohärente Beugungsstrahlung
cRIO	modulares Hardwaresystem der National Instruments Corporation (compact reconfigurable I/O)
CSR	engl. coherent synchrotron radiation – kohärente Synchrotronstrahlung
CTR	engl. coherent transition radiation – kohärente Übergangsstrahlung
CW	engl. continous wave – Dauerstrichbetrieb
DAC	engl. digital-to-analog converter – Signalwandler digital zu analog
DCF	engl. dispersion compensating fiber – Faser zur Kompensation der in Singlemode-Fasern auftretenden chromatischen Dispersion
DESY	Deutsches Elektronen-Synchrotron
DPSSL	engl. diode pumped solid state laser – diodengepumpter Festkörperlaser
DRACO	Akronym: Dresden laser acceleration source – Hochleistungslaser
EDFA	engl. erbium doped fiber amplifier – optischer Faserverstärker
ELBE	Elektronen-Linearbeschleuniger für Strahlen hoher Brillanz und geringer Emmitanz
EOM	engl. electro-optic modulator – elektro-optischer Modulator
ER	engl. extinction ratio – Auslöschungsverhältnis
European XFEL	engl. x-ray free electron laser – Freie-Elektronen-Laser in Hamburg, der kohärente Röntgenstrahlungspulse emittiert
FC/APC	fiber connector/ angle physical contact – Faserverbinder mit Schrägschliff
FEL	engl. free electron laser – Freie-Elektronen-Laser

FLASH	Akronym: Free Electron Laser in Hamburg – Elektronenlinearbeschleuniger
FPGA	engl. field programmable gate array – schnelle programmierbare Hardware für echtzeitfähige Datenverarbeitung
FRM	engl. faraday rotator mirror – Faraday-Spiegel
FTIR	Fourier-Transform-Infrarotspektrometer
HWP	engl. half wave plate – Halbwellenplatte
HZDR	Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
ICT	engl. integrated current transformer – nicht-invasiver Ladungsmonitor
IN1	Kurzbezeichnung für den thermionischen Injektor
IN2	Kurzbezeichnung für die supraleitende Photoelektronenquelle (SRF-Gun)
LA1	engl. linear accelerator 1 – Abkürzung für erstes Beschleunigermodul am ELBE
LA2	engl. linear accelerator 2 – Abkürzung für zweites Beschleunigermodul am ELBE
LCLS	engl. linac coherent light source – Freie-Elektronen-Laser in Stanford, der kohärente Röntgenstrahlungspulse emittiert
LLRF	engl. low level radio frequency (control) – Hochfrequenzregelung
LN	engl. low noise – rauscharm
LNA	engl. low noise amplifier – rauscharmer Verstärker
LSC	engl. longitudinal space charge (effects)– Raumladungseffekte
MLO	engl. master laser oscillator – Laserreferenzoszillator
MTCA.4	Micro Telecommunications Computing Architecture
NI	National Instruments
ODL	engl. optical delay stage – optische Verzögerungsstrecke
ooL	engl. out-of-loop – außerhalb der Regelschleife
OPV	Operationsverstärker
PBC	engl. polarizing beam cube – polarisierender Strahlteiler
PCI	engl. Peripheral Component Interconnect – Busstandard
PD	engl. photo detector – Fotodetektor

PENELOPE	Akronym: Petawatt, Energy-Efficient Laser for Optical Plasma Experiments – Hochleistungslaser
PID	engl. proportional-integral-derivative controller – Reglertyp
PLL	engl. phase locked loop – Phasenregelschleife
PPKTP	periodisch gepolter Kaliumtitanylphosphat-Kristall
PS	engl. power supply – Spannungsversorgung
PSOF	engl. phase stabilized optical fiber – phasenstabiler Glasfasertyp
PTFE	Polytetrafluorethylen
PW	Petawatt
PXI	engl. PCI extensions for instrumentation – Erweiterung des PCI-Standards für Mess- und Automatisierungstechnik
QWP	engl. quarter wave plate – Viertelwellenplatte
RF	engl. radio frequency – Hochfrequenz
RMS	engl. root mean square – quadratischer Mittelwert
RTOS	engl. real time operating system – Echtzeitbetriebssystem
SMF	Singlemode-Glasfasern
SNR	engl. signal-to-noise-ratio – Signal-zu-Rausch-Verhältnis
SRF-Gun	engl. superconducting radio frequency gun – supraleitender Hochfrequenz-Injektor
SSA	engl. signal source analyzer – Phasenrauschmessplatz
SSPA	engl. solid state power amplifier – Transistorleistungsverstärker
TESLA	TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator
TISA	Time-Integral-Squared-Amplitude-Methode
VCO	engl. voltage controlled oscillator – spannungsgesteuerter Oszillator
VM	engl. vector modulator – Vektormodulator
VME	Versa Module Europa bus – Busstandard



# 1 Einleitung

---

## 1.1 Allgemeiner Überblick und Motivation

Moderne Linearbeschleunigungsanlagen, insbesondere Freie-Elektronen-Laser, haben sich im vergangenen Jahrzehnt zu unverzichtbaren Werkzeugen in Wissenschaft und Forschung entwickelt. Sie ermöglichen die experimentelle Untersuchung von dynamischen Prozessen mit sehr schnellen Transienten und die Auflösung von Strukturen auf atomarer Ebene. Erst die Nutzung der einzigartigen Eigenschaften der generierten Strahlung ermöglichten neue Erkenntnisse in der Physik, Chemie, Medizin und in den Materialwissenschaften.

Für zeitlich hochaufgelöste Experimente ist eine präzise Synchronisation zwischen der Beschleuniger-Sekundärstrahlung und den am Experiment beteiligten Laserquellen grundlegend. Eine sogenannte Anrege-Abtast-Spektroskopie (engl. pump-probe spectroscopy) ermöglicht die Charakterisierung von Zustandsänderungen und Rückschlüsse auf die Struktur der Materie. Die spezifischen Anforderungen an die Synchronisation ergeben sich individuell für jede Beschleunigeranlage und den durchzuführenden Experimenten.

Die Strahlungsquelle ELBE ist ein supraleitender Elektronenlinearbeschleuniger im Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf. Das Akronym ELBE steht dabei für „Elektronen-Linearbeschleuniger für Strahlen hoher Brillanz und geringer Emittanz“. Herausragend ist die Fähigkeit des Beschleunigers, im Dauerstrichbetrieb zu arbeiten, wodurch ein kontinuierlicher Elektronenpulsstrom erzeugt werden kann. Grundlage dafür sind supraleitende Beschleunigerstrukturen, bei denen im Vergleich zu konventionellen Anlagen nur sehr geringe thermische Verluste auftreten.

Erst durch den Verzicht auf einen sogenannten Makropuls, welcher den Pulszug definiert unterbricht, werden Experimente möglich, die entweder einen hohen Durchschnittsstrom benötigen oder einen geringen Wirkungsquerschnitt aufweisen.

Im Zeitraum von 2010 bis 2014 wurde der ELBE-Beschleuniger umfassend erweitert, um die Kapazität für eine größere Vielfalt an Experimenten zu schaffen. Es entstand ein Strahlweg, der es erlauben soll, die Elektronenpulse auf wenige hundert Femtosekunden zu komprimieren. Damit werden intensive Strahlungspulse im Bereich von 100 GHz bis etwa 3 THz erzeugt. Als Quellen dienen einerseits Siliziumscheiben, an denen die Elektronen beim Passieren optische

Übergangsstrahlung (engl. coherent transition radiation – CTR) oder Beugungsstrahlung (engl. coherent diffraction radiation – CDR) emittieren [1]. Die zweite Quelle ist ein elektromagnetischer Undulator, der die Elektronen periodisch ablenkt, was die Emission von Strahlungspulsen geringer spektraler Bandbreite zur Folge hat.

In Zukunft sollen Pump-Probe-Experimente mit THz-Strahlung und einem im Labor installierten Titan:Saphir-Laser durchgeführt werden (Abbildung 1.1). Dafür müssen die Zeitstruktur und das elektrische Feld des THz-Pulses aufgelöst werden. Bei einer maximalen Schwingungsfrequenz der Quelle von 3 THz ist eine Synchronisation von mindestens 100 fs erforderlich, um einzelne Perioden präzise abbilden zu können.

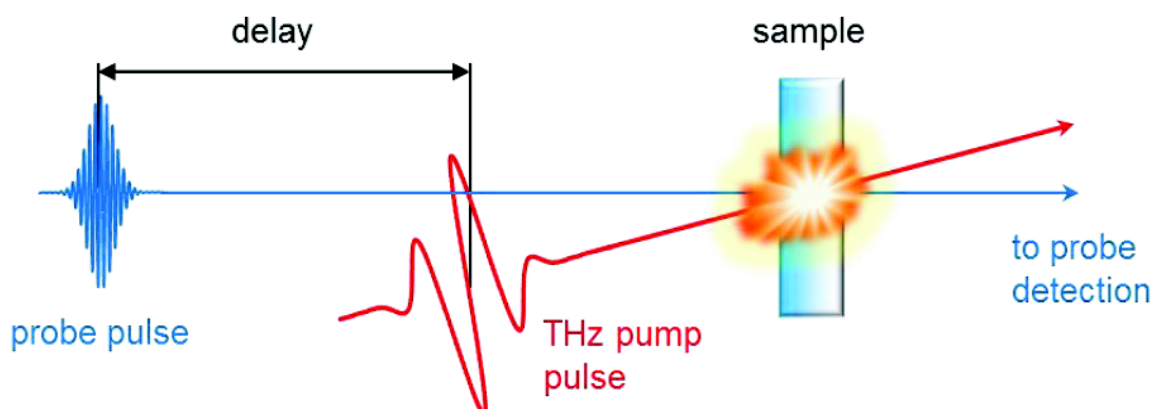


Abbildung 1.1: Schema für zeitaufgelöste Experimente mit einem THz-Pump-Puls und einem Femtosekunden Probe-Puls (Bildquelle: [2])

Bei der ELBE-Erweiterung wurden zusätzlich optische Labore eingerichtet, in denen Hochleistungslaser Platz finden, die ultrakurze Pulse mit einer Spitzenleistung von über einem Petawatt erzeugen sollen. DRACO, ein konventionell mit Blitzlampen gepumpter Titan:Saphir-Laser, erreicht mit dem nachgeschalteten Verstärker eine maximale Pulsleistung von 150 TW bei einer minimalen Pulsdauer von 30 fs bzw. nach erfolgreicher Aufrüstung 1 PW bei 100 fs Pulsdauer. Daneben entsteht PENELOPE, ein neuartiger, mit Dioden gepumpter Laserverstärker, der Ytterbium-dotierte Kalziumfluorid-Kristalle als Verstärkermedium einsetzt. Der Zielwert für die Spitzenleistung liegt ebenfalls bei über einem Petawatt. Beide Hochleistungslaser werden für die Entwicklung kompakter Strahlungsquellen sowie für Grundlagenexperimente zur Erforschung von Materie unter dem Einfluss höchster elektromagnetischer Felder eingesetzt.

Eine gemeinsame Versuchskammer erlaubt es, die intensiven Laserpulse mit den hochenergetischen Elektronenpaketen des ELBE-Beschleunigers zu kombinieren. Primäres Ziel ist der Aufbau einer kompakten, durchstimmbaren Röntgenstrahlungsquelle, basierend auf inverser Compton-Streuung. Dazu wurden bereits erste erfolgreiche Versuchsreihen an der Strahlungsquelle ELBE durchgeführt, die beide Strahlen unter einem Winkel  $\varphi$  von  $180^\circ$  kollidieren ließ [3]. Eine schematische Darstellung des Pilotexperiments zeigt Abbildung 1.2.

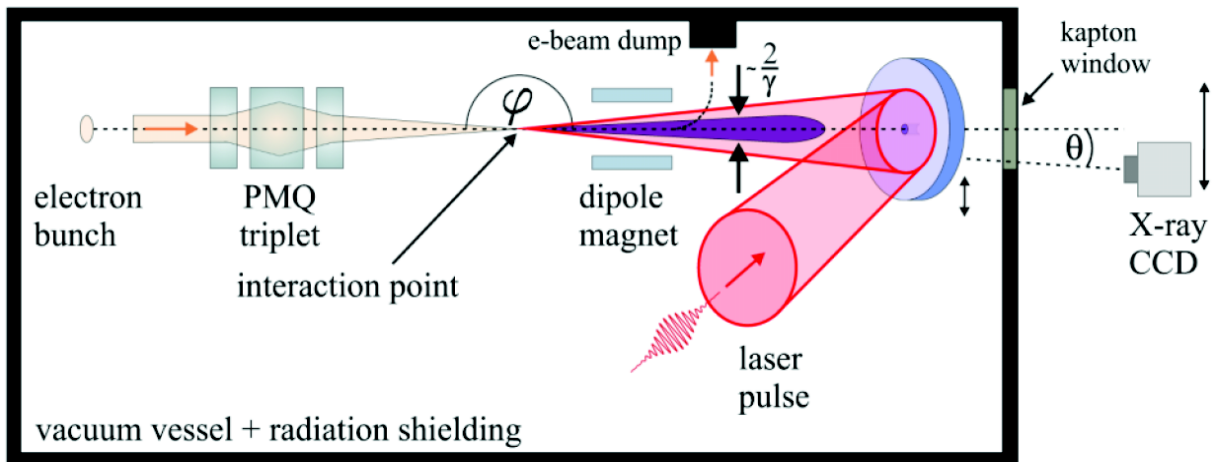


Abbildung 1.2: Schema der Röntgenstrahlungsquelle am ELBE, basierend auf inverser Compton-Streuung unter dem Interaktionswinkel  $\varphi$  (Bildquelle: [4])

Diese Anordnung hat jedoch einige Nachteile, die mit der Kollision unter einem Winkel, abweichend von  $180^\circ$ , überwunden werden können. Die Anforderungen an die Synchronisation steigen dadurch jedoch erheblich. Für eine hohe Photonenausbeute muss der Elektronenstrahl longitudinal und transversal komprimiert werden. Ziel ist es, einen auf  $30\ \mu\text{m}$  fokussierten und 100 fs komprimierten Elektronenpuls am Interaktionspunkt mit einem 100-fs-Laserpuls zusammentreffen zu lassen. Um einen konstanten Überlapp gewährleisten zu können, ist damit eine Synchronisation von mindestens 100 fs erforderlich.

Angesichts der räumlichen Ausdehnung einer modernen Beschleunigeranlage stellt die Verteilung eines stabilen Referenzsignals eine große Herausforderung dar. Temperatur- und Luftfeuchteschwankungen sowie mechanische Einwirkungen auf das Übertragungsmedium ändern die Laufzeit des Referenzsignals, was zu einer Variation der Phase am Empfängerort führt. Für die Messung und Kompensation der Laufzeitänderungen wurden Konzepte entwickelt, die sukzessive an den Beschleunigeranlagen Einzug halten. Als Kernstück der vorliegenden Arbeit wird die Einrichtung und Charakterisierung eines optischen Synchronisationssystems am ELBE-Zentrum für Hochleistungsstrahlungsquellen beschrieben. Es bildet damit eine der Grundvoraussetzungen für sämtliche zeitlich hochaufgelösten Experimente.

Trotz präziser Synchronisation des Laseroszillators und der Elektronenquelle zu einer gemeinsamen Referenz kann prinzipiell noch keine stabile zeitliche Beziehung an der Experimentposition erreicht werden. Die Elektronenpakete werden beim Durchlaufen des Beschleunigers von verschiedenen Störungen beeinflusst. Diese zeigen sich in Schwankungen der Ankunftszeit der Elektronen und in der Pulslänge am Ende der Beschleunigungstrecke. Es ist nötig, beide Parameter zu messen, um Störungen erkennen und im nächsten Schritt eliminieren zu können. In einer finalen Realisierung können die Daten der Diagnoseelemente für eine Rückkopplung verwendet werden, um Ankunftszeit und Pulslänge aktiv zu stabilisieren. Der Aufbau und die

Inbetriebnahme einer Diagnosestation gehören zum zweiten Teil dieser Arbeit, ebenso die Charakterisierung des Beschleunigers hinsichtlich der Strahlstabilität für verschiedene Betriebsmodi und Pulskompressionszustände im CW-Betrieb.

Neben den Vorteilen für die Durchführung von Experimenten eröffnet der Dauerstrichbetrieb auch neue Möglichkeiten für Diagnoseelemente mit hoher Messbandbreite entlang des Beschleunigers. Signalanalysen im Frequenzbereich mit hoher Auflösung unterstützen die Identifikation von Störquellen und ihre Beseitigung. Die erreichbare Messbandbreite ist dabei allein durch die Wiederholfrequenz des Beschleunigers limitiert.

Zugleich stellt der CW-Betrieb hohe Anforderungen an die installierten Diagnosekomponenten. Durch die hohe Pulswiederholrate erhöht sich das zu verarbeitende Datenaufkommen um ein Vielfaches, weshalb Methoden zur Datenreduktion und effektiven Speicherung angewendet werden müssen. Der hohe Durchschnittsstrom und der damit verbundene Strahlverlust müssen bereits in der Konzeptionsphase berücksichtigt werden, denn sie führen zu einem vergleichsweise hohen Strahlungspegel in der Nähe des Strahlrohrs. Dem wird begegnet, indem empfindliche optische oder elektronische Bauteile vor ionisierender Strahlung abgeschirmt werden.

Eine Ausnahmestellung im Bereich der Freie-Elektronen-Laser nehmen die intensiven Röntgen-Quellen – sogenannte XFELs – ein. Die von ihnen produzierten ultrakurzen kohärenten Strahlungspulse sind durch eine hohe Brillanz gekennzeichnet und erlauben die Auflösung feinsten Strukturen von Festkörpern und Biomolekülen [5]. Damit wurde ein neues Wissenschaftsfeld eröffnet, das erstmals Abbildungen von Atomen und Molekülen ermöglicht.

Die Methode der Röntgenstrahlungs-Kristallographie erfordert dabei eine sehr hohe Anzahl von Messreihen, um aus ihnen den Aufbau der Moleküle rekonstruieren zu können. Bei jeder Abtastung wird die Probe zerstört, nachdem der Laserpuls sie durchlaufen hat und ein charakteristisches Beugungsbild entstanden ist („diffraction before destruction“, vgl. Abbildung 1.3) [5].

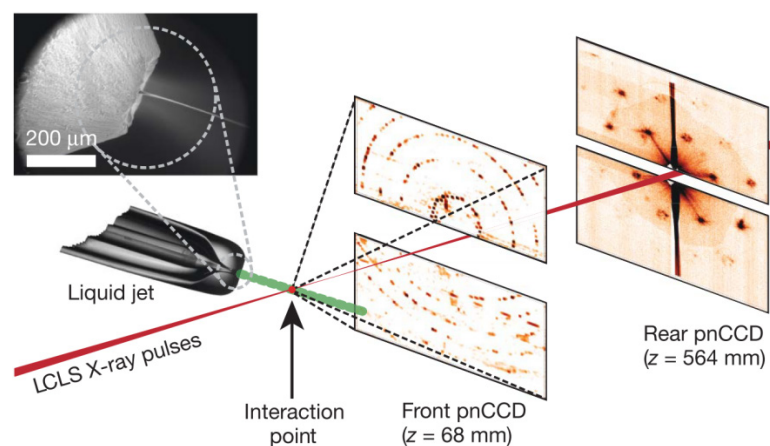


Abbildung 1.3: Schematischer Messaufbau der Röntgenstrahlungs-Kristallographie an der Linac Coherent Light Source (LCLS) (Bildquelle: [5])



Die gegenwärtig verfügbaren brillanten Strahlungsquellen wie die Linac Coherent Light Source (LCLS) in Stanford [6] oder der Freie-Elektronen-Laser in Hamburg (FLASH) [7] arbeiten im Makropulsbetrieb, wodurch die durchschnittliche Anzahl von Pulsen pro Zeiteinheit stark begrenzt ist. Um die Vielzahl von wissenschaftlich relevanten Biomolekülen untersuchen zu können, muss die Wiederholrate der Strahlungsquellen jedoch drastisch erhöht werden. Daher wird es die nächste Generation von im Röntgenbereich arbeitenden Freie-Elektronen-Lasern ermöglichen, sehr lange Pulszüge zu generieren, wie beispielsweise der im Bau befindliche European XFEL in Hamburg [8]. Oder sie werden wie der geplante LCLS II in Stanford [9] das Dauerstrich (CW) Konzept aufgreifen.

Die Strahlungsquelle ELBE verfügt bereits heute über die Fähigkeit im Dauerstrichbetrieb zu arbeiten, wodurch ein kontinuierlicher Elektronenpulsstrom erzeugt werden kann. Durch die geringere kinetische Energie der Elektronen am Ausgang des Beschleunigers können damit keine ultrakurzen Röntgenlaserpulse durch Undulatoren erzeugt werden.

ELBE stellt aufgrund der vergleichsweise geringen Elektronenenergie andere Anforderungen an das Beschleunigerdesign als Hochenergiemaschinen. Raumladungseffekte (longitudinal space charge – LSC) und kohärente Synchrotronstrahlung (coherent synchrotron radiation – CSR) wirken auf die Elektronenpulse zurück und führen zu einer Degeneration des Phasenraums bei der Pulskompression [10].

ELBE ist derzeit der weltweit einzige operierende supraleitende Elektronenlinearbeschleuniger im CW-Betrieb und bietet damit ideale Bedingungen, um neue Strahldiagnoseelemente für dieses Betriebsregime zu entwickeln und zu erproben. Techniken und Methoden können für zukünftige Anlagen adaptiert werden oder als Grundlage für weitere Entwicklungen dienen.

Die im Rahmen dieser Arbeit implementierten Strahldiagnoseelemente mit hoher spektraler Bandbreite sowie die verwendeten Analyseverfahren stellen einen weiteren Baustein für die Entwicklung und den Betrieb von hochrepetitiven Röntgenlaserquellen dar.

## 1.2 Die Strahlungsquelle ELBE – Zentrum für Hochleistungsstrahlungsquellen

Die Strahlungsquelle ELBE ist neben dem Ionenstrahlzentrum und dem Hochfeld-Magnetlabor eine von drei international verfügbaren Nutzermaschinen im Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf. Es ist zugleich das größte Forschungsgerät im Freistaat Sachsen [11].

Der Linearbeschleuniger besteht aus zwei supraleitenden Beschleunigermodulen, die jeweils mit zwei TESLA-Resonatoren (TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator) [12] bestückt sind. Abbildung 1.3 zeigt den Grundriss der Anlage mit den angeschlossenen Sekundärstrahlungsquellen und Laboren. Die maximale kinetische Energie der Elektronen am Ausgang des Beschleunigers beträgt 40 MeV bei einem maximalen Durchschnittsstrom von bis zu 1,6 mA.

Für die Injektion in den Hauptbeschleuniger stehen zwei Elektronenquellen zur Verfügung. Die Erste ist eine thermionische Gleichspannungsquelle, die bei 235 kV betrieben wird. Diese wird für den größten Teil der Strahlzeit eingesetzt und erlaubt eine Pulsfrequenz von bis zu 260 MHz, wobei 13 MHz die übliche Nominalfrequenz darstellt. Die Elektronenpulsladung reicht bis zu 100 pC und kann stufenlos variiert werden. Daneben wird eine supraleitende Photoelektronenquelle (SRF-Gun) betrieben, deren Entwicklung wegweisend für ähnliche Projekte ist und einem kontinuierlichen Verbesserungsprozess unterliegt [13]. Sie soll Elektronenpulse mit einer Bunchladung von bis zu 1 nC bereitstellen, die für die Erzeugung von besonders intensiver Sekundärstrahlung notwendig ist.

Um den Beschleuniger sind Messstationen aufgebaut, an denen ein Teil der Elektronenenergie in andere Strahlungsformen umgewandelt wird. Diese werden im Folgenden kurz vorgestellt. Weiterführende Informationen und Publikationen finden sich in [14].

- Zwei Freie-Elektronen-Laser (FEL) erzeugen kurze und intensive Infrarotpulse im Wellenlängenbereich von 4  $\mu\text{m}$  bis 250  $\mu\text{m}$ . Diese Pulse werden in den angeschlossenen Optiklaboren für Experimente in der Materialforschung verwendet.
- Ein Strahler aus flüssigem Blei kann mit dem Elektronenstrahl angeregt werden und emittiert Photo-Neutronen im Energiespektrum von 100 keV bis 10 MeV. Experimente für die Entwicklung von Kernspaltungs- und Kernfusionsreaktoren sowie Messungen zur Transmutation werden an dieser Quelle durchgeführt.
- Eine Positronenquelle generiert mittels Paarbildung einen monoenergetischen Teilchenstrahl im Energiebereich zwischen 0,2 keV und 30 keV. Die Pulse werden für die Analyse von Oberflächenstrukturen und dünnen Schichten verwendet und helfen bei der Identifikation von Defektstellen.

- Nach dem ersten Beschleunigermodul kann der Elektronenstrahl auf eine Niob-Folie gelenkt werden. Die dabei entstehende Bremsstrahlung mit einem breiten Spektralbereich bis zur kinetischen Energie der Elektronen wird durch einen Kollimator in einen angrenzenden Raum übertragen. Die dort installierten Experimentiereinrichtungen erlauben Messungen zur Photonenstreuung und Photolyse.

Neu hinzugekommen – und gegenwärtig in der Inbetriebnahmephase – sind zwei Quellen zur Generierung kohärenter THz-Strahlung [1]. Longitudinal komprimierte Elektronenpulse erzeugen dabei an Silizium-Radiatoren kohärente Übergangstrahlung oder Beugungsstrahlung, die über eine optische Transportstrecke an das angeschlossene Optiklabor übertragen wird. Daneben wurde ein elektromagnetischer Undulator installiert, der die Elektronen periodisch ablenkt, wodurch intensive Strahlungspulse mit geringer spektraler Bandbreite erzeugt werden.

Den Hauptteil der ELBE-Erweiterung belegen optische Labore, in denen zwei Hochleistungslaser betrieben werden. DRACO und PENELOPE bilden die Grundlage für Experimente zur laserbasierten Teilchenbeschleunigung. Ziel ist es, kompakte Strahlungsquellen zu entwickeln, die einen Bruchteil der Kosten eines konventionellen Beschleunigers verursachen. Schwerpunkt ist dabei die Erforschung geeigneter Methoden für die Krebstherapie mit laserbeschleunigten Protonen und Ionen.

Die gegenwärtig einmalige Kombination aus Linearbeschleuniger mit zwei Hochleistungslaserquellen wird zeitaufgelöste Experimente verschiedener Sekundärstrahlen erlauben. Durch Kollision der relativistischen Elektronen mit den intensiven Laserpulsen entstehen durch Compton-Rückstreuung Photonen im Bereich von 10 bis 20 keV.

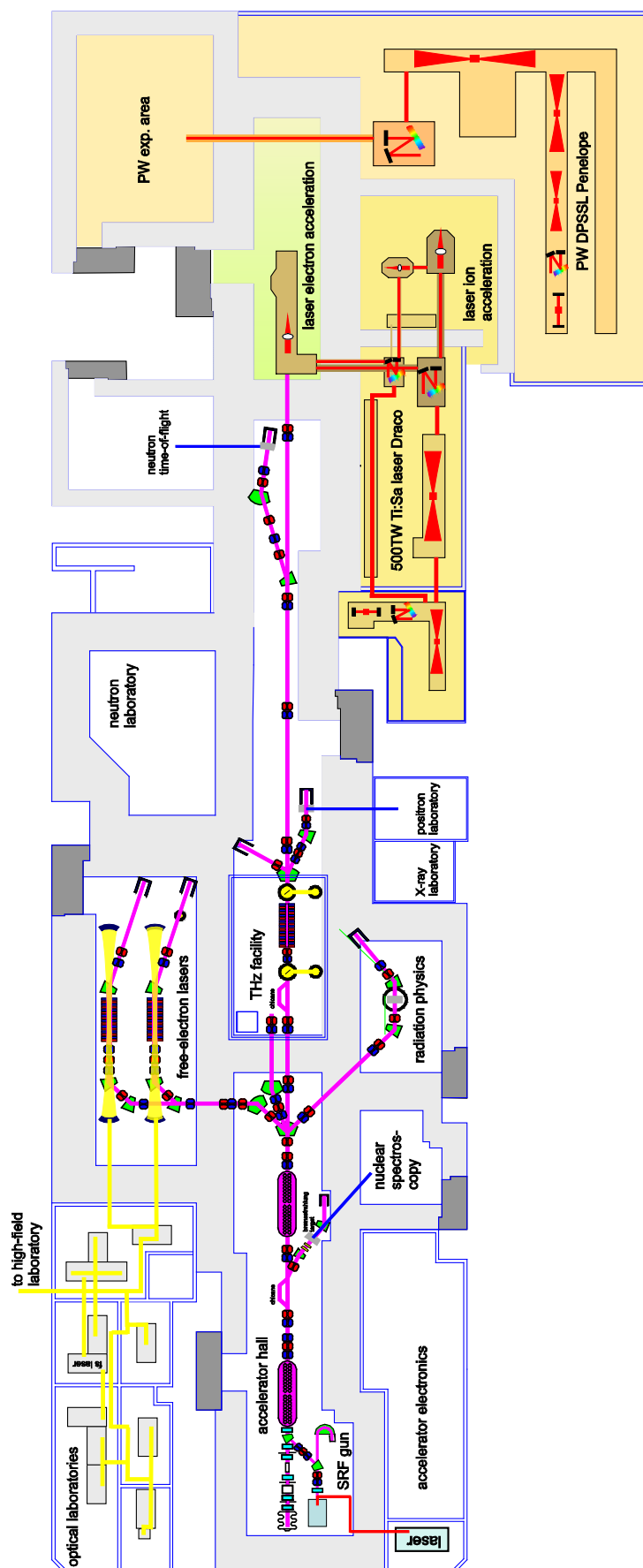


Abbildung 1.4: Grundriss des ELBE-Zentrums mit Beschleuniger, Sekundärstrahlungsquellen, Experimentierplätzen und Hochleistungslasern

## 1.3 Zielsetzung und Gliederung

Der Übergang der Strahlungsquelle ELBE in das Zentrum für Hochleistungsstrahlungsquellen ist mit einer Steigerung der Anforderungen an Strahlqualität und Stabilität verbunden. Der bisherige Betriebsmodus erforderte Pulslängen im Bereich von einigen Pikosekunden, um die Sekundärstrahlungsquellen zu betreiben. Der Forderung nach transversaler und longitudinaler Kompression der Elektronenpakete zu 30  $\mu\text{m}$  Länge respektive 100 fs Pulsdauer sowie der Synchronisation in der gleichen Größenordnung musste mit neuen Ansätzen zur Elektronenstrahldiagnose und Referenzsignalverteilung begegnet werden.

Grundlage der Arbeit bildet die durchgeführte Stabilitätsanalyse des Beschleunigers, bei der Teilsysteme mit Optimierungsbedarf identifiziert wurden. Zugleich wurden die Strukturen zur Signalerzeugung hinsichtlich der Nutzbarkeit für geplante Experimente evaluiert. Im Ergebnis wurden vielfältige Maßnahmen zur Verbesserung des Gesamtsystems ergriffen. Dazu gehören die Spezifikation und Einbindung eines neuen Hochfrequenzoszillators sowie als Kernbestandteil der Arbeit die Einführung einer aktiv stabilisierten Synchronsignalverteilung. Der Aufbau des Synchronisationssystems umfasste die Konzeption, den optischen und elektrischen Aufbau, die Softwareentwicklung und die Charakterisierung des Systems. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit waren vier Synchronisationsstrecken in Betrieb.

Ferner wurden Prototypen von neuen Strahldiagnoseelementen aufgebaut und charakterisiert. Sie erlauben die Messung der Ankunftszeit und der Kompression der Elektronenpulse mit hoher Auflösung. Die Diagnose einzelner Elektronenpakete ist ebenso möglich, wie die spektrale Analyse der Energie- und Ankunftszeitvariation des CW-Strahls.

Zum Abschluss wurden die neu installierten Diagnoseelemente genutzt, um hochaufgelöste Messungen durchzuführen, die bislang in dieser Art am ELBE-Strahl nicht möglich waren. Insbesondere die Transformation verschiedener Jitter-Komponenten bei Änderung der Pulskompression und deren Propagation durch den Beschleuniger wurden quantifiziert und diskutiert.

Die vorliegende Arbeit beinhaltet eine Reihe von Abbildungen, Grafiken und Schemata. Diese stammen teilweise von eigenen Veröffentlichungen oder aus Referenzen in englischer Sprache und wurden unverändert oder angepasst übernommen. Die Beschriftungen der Abbildungen orientieren sich aus Zitationsgründen an der Schreibweise der Bildquelle. Im Text der Arbeit werden die gleichen englischsprachigen Begriffe wie in den Abbildungen verwendet. Diese unterscheiden sich gelegentlich leicht in ihrer Schreibweise (u. a. variierende Groß-/Kleinschreibung, dudengerechte Verwendung von Bindestrichen bei deutschen Wortzusammensetzungen). Auf eine Übersetzung der englischen Fachtermini im durchgängigen Text wird mangels adäquater deutscher Wiedergabemöglichkeiten im fachlichen Einvernehmen verzichtet.



## 2 Evaluierung des Bestandssystems

---

### 2.1 Anforderungen

Die Anforderungen an die Beschleunigerkomponenten sowie an die Synchronsignalverteilung leiten sich von den in Abschnitt 1.1 beschriebenen Experimenten ab. Auf der einen Seite müssen die Elektronenpulse vom Beschleuniger besonders zeitstabil generiert werden, auf der anderen müssen die Laserquellen rausch- und driftarm an den Beschleuniger angebunden werden.

Um den Einfluss der einzelnen Beschleunigerkomponenten auf die Strahlstabilität einschätzen zu können, wurde eine Simulation des Strahltransports vom thermionischen Injektor bis zum Ausgang des ersten Beschleunigermoduls durchgeführt [15]. Die genutzte Parametrisierung entspricht einem am ELBE verwendeten Betriebsmodus für die Erzeugung kurzer Elektronenpulse. Basierend auf den Simulationsergebnissen wurden für kleine Änderungen um den Arbeitspunkt der direkte Einfluss auf die Ankunftszeitstabilität und die Energie der Elektronen bestimmt. Tabelle 2.1 fasst die Ergebnisse zusammen. Klar erkennbar ist, dass die Stabilität der Hochspannung und die Phasen des subharmonischen Buncherresonators und der ersten supraleitenden TESLA-Zelle entscheidenden Einfluss auf die Strahlstabilität haben.

Diese Zusammenhänge lassen sich auch systematisch erfassen. Die Hochspannungsversorgung von IN1 bestimmt die Anfangsenergie und damit die Geschwindigkeit der Elektronenpulse. Durch die lange Driftstrecke von etwa 5 m bis zum ersten Modul des Hauptbeschleunigers setzen sich Geschwindigkeitsänderungen in Ankunftszeitänderungen um. Das Timing der Elektronenquelle selbst, also der Zeitpunkt der Pulserzeugung, hat eher einen untergeordneten Einfluss. Durch die nachfolgende Bunchkompression von etwa 500 ps auf 3 ps werden analog auch Variationen minimiert. Die Buncherresonatoren üben jedoch auch einen Einfluss auf die Ankunftszeit der Elektronen aus. Gerade die Phase des subharmonischen Bunchers hat große Auswirkungen auf das Gesamtsystem. Es gilt jedoch zu beachten, dass dieser bei 260 MHz betrieben wird, wo 1 Grad Phasenverschiebung 10,68 ps Zeitverschiebung entsprechen. Die übrigen Resonatoren arbeiten bei 1,3 GHz mit entsprechend 2,14 ps pro Grad Phasenverschiebung.

Starken Einfluss auf die zeitliche Stabilität des Elektronenstrahls hat der erste supraleitende Beschleunigerresonator, da dieser die Elektronen auf hoch-relativistische Energie beschleunigt. Die TESLA-Zellen sind für hochenergetische Elektronen nahe der Lichtgeschwindigkeit

konzipiert. Das heißt, die Driftstrecke von einer Resonatorzelle zur anderen entspricht dem zurückgelegten Weg eines Elektrons mit Lichtgeschwindigkeit innerhalb einer Periode von 1,3 GHz. Für Elektronen, die mit einer weit geringeren Geschwindigkeit in den Resonator injiziert werden, tritt ein Phasenschlupf auf, der zu nichtlinearen Effekten beim Einfang führt.

Das Beschleunigungsfeld mit der Amplitude  $E_0$ , der Kreisfrequenz  $\omega$  und der Phasenverschiebung  $\phi$  wird definiert zu

$$E = E_0 \cos(\omega t + \phi). \quad (2.1)$$

Das heißt, der höchste Energiegewinn findet bei der Phase  $\phi = 0^\circ$  statt. Die Buncher werden im Nulldurchgang nahe  $270^\circ$  betrieben, um die nötige Energiemodulation zu erreichen.

Die Strahlpropagation durch das zweite Beschleunigermodul und die magnetische Schikane zur Bunchkompression wurden in der Simulation nicht erfasst, da diese stark vom Kompressionsfaktor abhängig ist. Für dessen Einfluss kann mit einem vereinfachten Modell gearbeitet werden, da es sich um eine lineare Bunchkompression handelt. Basierend auf [16] kann die Ankunftszeitvariation über die Beziehung (2.2) näherungsweise bestimmt werden. Beeinflusst wird die zeitliche Stabilität am Ausgang der Schikane durch die Phasenstabilität  $\sigma_\phi$  und besonders durch die Amplitudenstabilität  $\sigma_A$  der vorherigen Beschleunigersektion. Mit dieser wird eine definierte Energiemodulation des Elektronenpulses vorgenommen, die im Zusammenspiel mit der nachfolgenden Schikane eine Verkürzung des Elektronenpulses bewirkt. Der quadratische Mittelwert (engl. root-mean-square – RMS) des Ankunftszeitjitters  $\sigma_{t,eBunch}$  der Elektronenpulse nach der Kompression um den Faktor C berechnet sich für eine magnetische Schikane mit der Dispersionslänge  $R_{56}$  nach

$$\sigma_{t,eBunch} \approx \sqrt{\left(\frac{R_{56}\sigma_A}{c_0 A}\right)^2 + \left(\frac{C-1}{C}\right)^2 \left(\frac{\sigma_\phi}{c_0 k_{rf}}\right)^2 + \left(\frac{1}{C}\right)^2 \sigma_{t,Inj}^2}. \quad (2.2)$$

Unter Berücksichtigung von Tabelle 2.1 und der Näherungsformel (2.2) kann ein Jitterbudget für den Beschleuniger abgeleitet werden. Für die Kompression wurde ein Wert von 15 angenommen. Der Zielwert von 100 fs RMS wird für die vom Beschleuniger generierte Strahlung und die Laserstrahlung der Laborquelle aufgeteilt. Der Gesamtjitter berechnet sich damit aus dem Laserjitter  $\sigma_{t,Laser}$  und dem Jitter der Elektronenpulse  $\sigma_{t,eBunch}$  nach

$$\sqrt{\sigma_{t,eBunch}^2 + \sigma_{t,Laser}^2} = 100 \text{ fs}. \quad (2.3)$$



Tabelle 2.1: Einfluss der Beschleunigerkomponenten auf die Strahlstabilität nach dem ersten supra-leitenden Modul, basierend auf Simulationsergebnissen und für eine Kompression von  $C = 15$  mit der magnetischen Schikane der Einfluss des zweiten Moduls

Parameter	Arbeitspunkt	Ankunftszeitabhängigkeit	Einheit
Gun HV	235 kV	11056,7	fs/%
Gun Timing	0	88,5	fs/ps
Buncher 1 Phase	274,85°	2717,1	fs/°
Buncher 1 Amplitude	20,9 kV	168,9	fs/%
Buncher 2 Phase	270,69°	254,7	fs/°
Buncher 2 Amplitude	16,0 kV	1,2	fs/%
Cavity 1 Phase	15,11°	2865,4	fs/°
Cavity 1 Gradient	9,5 MV/m	200,4	fs/%
Cavity 2 Phase	16,16°	11,9	fs/°
Cavity 2 Gradient	9,5 MV/m	17,4	fs/%
Cavity 3 Phase	46,4°	2010	fs/°
Cavity 3 Gradient	7,7 MV/m	2400	fs/%
Cavity 4 Phase	46,4°	2010	fs/°
Cavity 4 Gradient	5,3 MV/m	2400	fs/%

Für den unkorrelierten Jitteranteil kann bei gleichmäßiger Verteilung auf beide Quellen ein Jitter von 70 fs RMS toleriert werden. Langsame, korrelierte Störungen verursachen eine gleichförmige (engl. common-mode) Verschiebung, die für das Gesamtsystem transparent ist. In Tabelle 2.2 ist das Jitterbudget für den ELBE-Beschleuniger mit dem thermionischen Injektor dargestellt. Die Stabilität der Hochspannungsversorgung ist im Datenblatt mit 0,01 % angegeben. Die Simulation zeigt, dass diese bereits zu einem Jitter von 111 fs RMS führt. In Kapitel 6 wird gezeigt, dass selbst der spezifizierte Wert für die gegenwärtig verwendete Hochspannungsquelle nicht erreicht wird. Weitere Messungen und Maßnahmen zur Stabilisierung der Spannungsversorgung müssen ergriffen werden, um die Stabilität auf mindestens 0,005 % zu verbessern. Die Voruntersuchungen (vgl. Kapitel 6) halfen die Mechanismen der Umsetzung von Störquellen auf den

Elektronenstrahl zu verstehen. Die Zielwerte der Variation wurden so definiert, dass sie technisch erreichbar sind und ein Gesamtjitter von weniger als 70 fs RMS erzielt wird.

Tabelle 2.2: Jitterbudget für den in Tabelle 2.1 beschriebenen Betriebsmodus

Wert	Stabilität (Messwert)	Stabilität (Zielwert)	Einheit	Variation in fs (Messwert)	Variation in fs (Zielwert)
Gun HV	0,01 (1500)	0,005 (15)	% (V)	110,57	55,28
Gun Timing	1000	100	fs	88,57	8,86
Buncher 1 Phase	0,121 (1293)	0,0095 (100)	° (fs)	328,77	13,59
Buncher 1 Amplitude	0,1	0,01	%	16,90	1,69
Buncher 2 Phase	0,024 (50)	0,01 (11)	° (fs)	6,11	1,27
Buncher 2 Amplitude	0,1	0,01	%	0,12	0,01
Cavity 1 Phase	0,024 (50)	0,005 (11)	° (fs)	68,77	14,33
Cavity 1 Gradient	0,1	0,01	%	20,04	2,00
Cavity 2 Phase	0,024 (50)	0,005 (11)	° (fs)	0,29	0,06
Cavity 2 Gradient	0,1	0,01	%	1,74	0,17
Cavity 3 Phase	0,024 (50)	0,005 (11)	° (fs)	48,24	10,05
Cavity 3 Gradient	0,1	0,01	%	240	24,00
Cavity 4 Phase	0,024 (50)	0,005 (11)	° (fs)	48,24	10,05
Cavity 4 Gradient	0,1	0,01	%	240	24,00
<b>Gesamtjitter</b>				<b>503,46</b>	<b>69,91</b>

Zentraler Bestandteil der folgenden Betrachtungen soll die Stabilität der Felder in den Beschleunigerresonatoren sein. Laut [17] erreichen die am ELBE verwendeten Regler eine Phasenstabilität von  $0,002^\circ$  (4,4 fs bei 1,3 GHz) und  $5 \cdot 10^{-5}$  Amplitudenstabilität. Dominierend ist vor allem die Stabilität der Referenzsignale. Die Phasenstabilität der Beschleunigungsfelder wurde direkt mit dem Phasenrauschmessplatz bestimmt. Die Kurven dazu finden sich im Abschnitt 2.2.3. Die Amplitudenstabilität lässt sich durch Auswertung der Fehlersignale im Regler bestimmen.

## 2.2 Hochfrequenzerzeugung

### 2.2.1 Grundlagen zur Evaluierung von Hochfrequenzsignalen

Für die Charakterisierung der Frequenzstabilität von Hochfrequenzoszillatoren ist es nötig, einige Kenngrößen zu diskutieren. Die folgenden Ausführungen orientieren sich dabei an [18], [19] und [20].

Ein idealer Hochfrequenzoszillator generiert ein Wellensignal, welches über die Gleichung

$$v(x, t) = V_0 \sin(\omega_0 t - \beta x + \varphi_0) \quad (2.4)$$

mit der Kreisfrequenz

$$\omega_0 = 2\pi f_0 \quad (2.5)$$

und dem Wellenvektor

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{2\pi f_0}{c} \quad (2.6)$$

im Zeitbereich beschrieben werden kann. Dabei repräsentiert  $V_0$  die Amplitude der Schwingung,  $f_0$  die Trägerfrequenz,  $\lambda_0$  die Trägerwellenlänge,  $c$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle und  $\varphi_0$  eine konstante Phasenverschiebung.

Der Term  $\beta x$  beschreibt die Abhängigkeit des Ausgangssignals vom Beobachtungsort. Tatsächlich aber wird das ideale Signal stets von Amplitudenschwankungen  $\varepsilon(t)$  und Phasenstörungen  $\varphi(t)$  überlagert sein. Eine mit Störungen behaftete Sinuswelle kann demnach mit

$$V(x, t) = [V_0 + \varepsilon(t)] \sin(\omega_0 t - \beta x + \varphi(t) + \varphi_0) \quad (2.7)$$

dargestellt werden. Abbildung 2.1 zeigt schematisch die Kurvenverläufe für eine ideale und eine rauschbehaftete Signalquelle. Im Frequenzbereich führen die Rauschkomponenten zu einer spektralen Verbreiterung des Signals.

Zur Vereinfachung wird ein feststehender Beobachtungsort angenommen ( $\beta x = \text{konstant}$ ), was zu einer gleichbleibenden Phasenverschiebung des Messsignals führt. Damit vereinfacht sich Gleichung (2.7) zu

$$V(t) = [V_0 + \varepsilon(t)] \sin(\omega_0 t + \varphi(t) + \varphi_0) \quad (2.8)$$

mit der Bedingung:

$$\varphi_0' = \varphi_0 + \beta x \quad | \quad \beta x = \text{konst.} \quad (2.9)$$

Durch die Fourier-Transformation erhält man das Frequenzspektrum der Funktion. In Abbildung 2.1 wird die Repräsentation eines idealen Sinus und eines rauschbehafteten Signals schematisch dargestellt. Die Rauschkomponenten führen zu einer Verbreiterung des Frequenzspektrums.

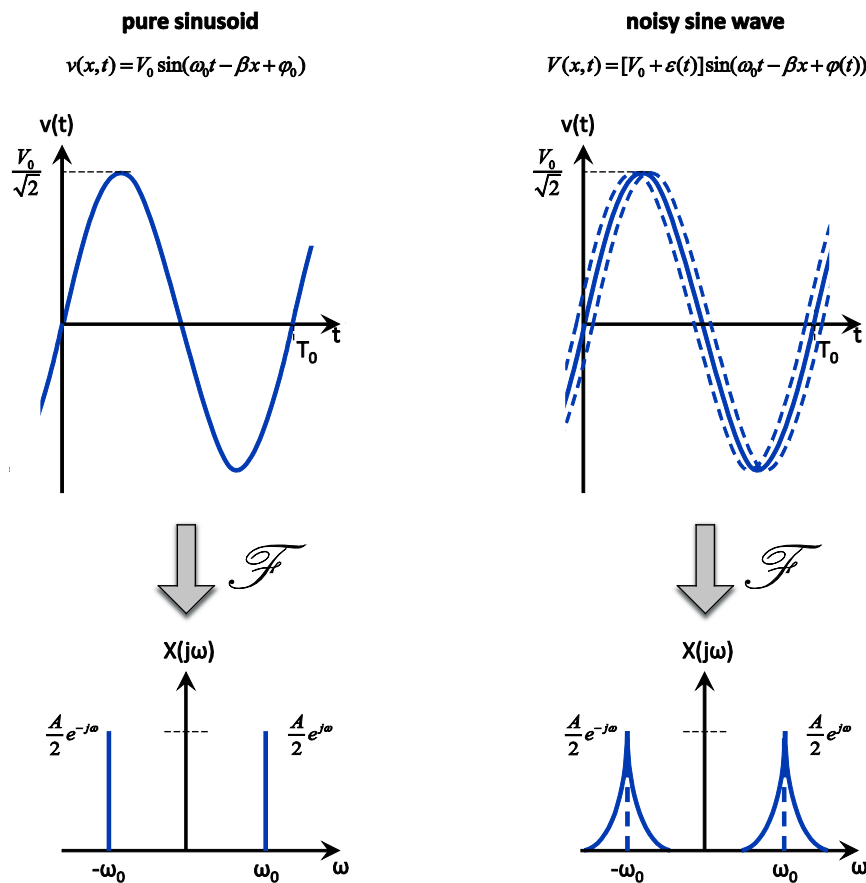


Abbildung 2.1: Darstellung einer idealen und einer rauschbehafteten Welle im Zeit- und Frequenzbereich

Für die Beschreibung der Frequenzstabilität eines Oszillators wird häufig das Einseitenband-Phasenrauschen  $\mathcal{L}(f_m)$  verwendet, da es sich komfortabel mit einem Phasenrauschmessplatz (engl. signal source analyzer – SSA) bestimmen lässt. Es wird für verschiedene Offsetfrequenzen  $f_m = f_T - f$  als

$$\mathcal{L}_\varphi(f_m) = \frac{\delta\varphi_{rms}^2}{\Delta f} \quad (2.10)$$

definiert und hat die Einheit  $[\mathcal{L}_\varphi(f_m)] = \text{rad}^2/\text{Hz}$ .

In der Gleichung steht  $\delta\varphi_{rms}$  für die Phasenvariation des Trägers im Frequenzabstand von  $f_m$  innerhalb der Messbandbreite  $\Delta f$ . Die Einheit von  $\mathcal{L}_\varphi(f_m)$  ergibt sich zu dBc/Hz, was dem Leistungspegel bezogen auf den Träger in einer Messbandbreite von 1 Hz entspricht.

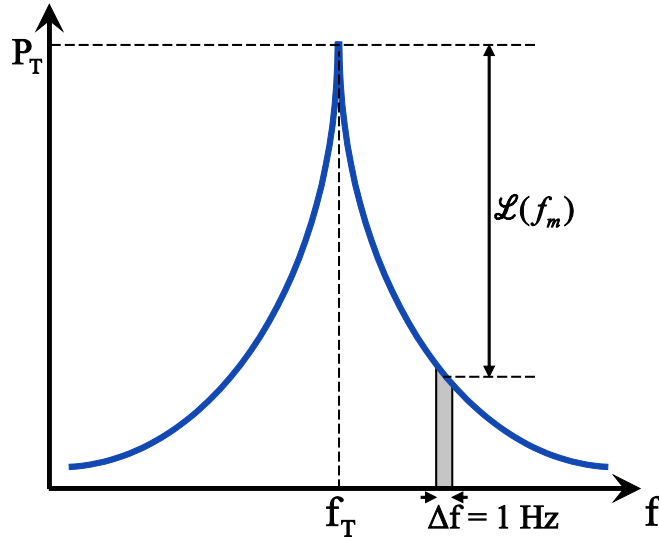


Abbildung 2.2: Darstellung des Einseitenband-Phasenrauschens

Aus dem Einseitenband-Phasenrauschen kann die spektrale Leistungsdichte der Phasenschwankungen  $S_\varphi(f_m)$  über die Beziehung

$$\mathcal{L}_\varphi(f_m) = \frac{S_\varphi(f_m)}{2} \quad (2.11)$$

errechnet werden. Diese Berechnung ist nur für geringe Phasenänderungen ( $< 0,2$  rad) zulässig. Bei größeren Phasenhüben wäre die errechnete Leistung im Seitenband höher als die Leistung des Trägers, was zu falschen Ergebnissen führen würde.

Durch den Zusammenhang von Zeitänderung  $\Delta t$  und Phasenhub  $\Delta\varphi$  bezogen auf die Trägerfrequenz  $f_T$

$$\Delta t = \frac{\Delta\varphi}{(2\pi f_T)} \quad (2.12)$$

ergibt sich die spektrale Leistungsdichte der Zeitschwankungen zu

$$S_t(f_m) = \frac{2}{(2\pi f_T)^2} \mathcal{L}_\varphi(f_m). \quad (2.13)$$

Der quadratische Mittelwert der Zeitschwankungen (engl. RMS timing jitter) in der Einheit s wird durch die Integration über das zu betrachtende Intervall in den Grenzen  $[f_1, f_2]$  bestimmt:

$$\delta t_{RMS}(f_1, f_2) = \frac{1}{2\pi f_T} \sqrt{2 \int_{f_1}^{f_2} \mathcal{L}_\varphi(f_m) df_m} . \quad (2.14)$$

Häufig wird die Stabilität eines Oszillators als Timing-Jitter in einem definierten Beobachtungsintervall angegeben.

Mit Hilfe eines Oszilloskops kann  $\delta t_{RMS}$  direkt gemessen werden. Die Auflösung ist aber durch das Quantisierungsrauschen und den Trigger-Jitter des Messgeräts auf wenige Pikosekunden limitiert. Für die Qualifizierung von sehr frequenzstabilen Oszillatoren wird gemeinhin das Einseitenband-Phasenrauschen gemessen und daraus über Gleichung (2.14) der Timing-Jitter bestimmt. Damit können Quellen mit wenigen Femtosekunden Jitter charakterisiert werden. Durch die schrittweise Integration des Phasenrauschverlaufs kann der Einfluss einzelner Störquellen direkt erfasst werden.

### 2.2.2 Bestandssystem

Die ursprüngliche Hochfrequenzsignalerzeugung wurde von der Zentralabteilung Forschungstechnik des Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) entwickelt und arbeitete mehr als 10 Jahre sehr zuverlässig. Die generierten Hochfrequenzsignale werden an verschiedenen Stellen des Beschleunigers genutzt. Sie bestimmen die Pulsfrequenz der Elektronenquellen und die zeitliche Stabilität der Beschleunigungsfelder in den Hohlraumresonatoren. Eine hochpräzise Referenzsignalerzeugung ist Voraussetzung für den stabilen Betrieb des Beschleunigers und bildet die Grundlage für die Synchronisation von externen Signalquellen.

Die Hochfrequenzerzeugung am ELBE basiert auf einem 13-MHz-Oszillator. Von ihm werden sämtliche weitere Signale abgeleitet. Im Speziellen werden Phasenregelschleifen (engl. PLL – phase locked loop) genutzt, um spannungsgesteuerte Schwingquarze (engl. VCO – voltage controlled oscillator) an den Mutteroszillator zu koppeln. Das modulare System kann dadurch mit weiteren PLL-Baugruppen erweitert werden. Durch die Ableitung sämtlicher Hochfrequenzsignale von der 13-MHz-Grundfrequenz und der Vermeidung von Frequenzteilern ist die Phasenbeziehung der einzelnen Signale zueinander fest definiert. Das heißt, die Phasenbeziehung ist durch die verwendeten Kabelverbindungen und Phasenschieber vorgegeben und stellt sich beim Einschalten der Quellen automatisch ein. Abbildung 2.3 zeigt den schematischen Aufbau des Systems sowie die Installation am ELBE-Beschleuniger.

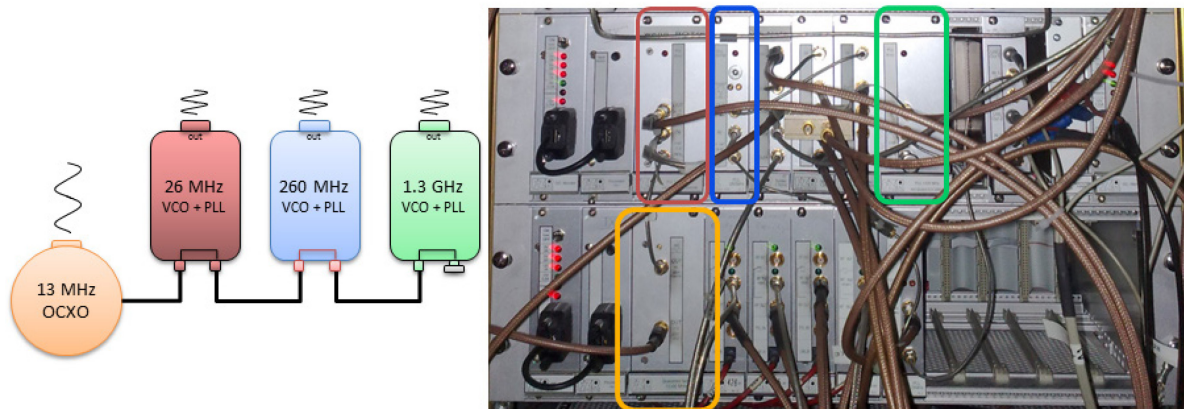


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der am HZDR entwickelten Hochfrequenzerzeugung, daneben eine Aufnahme des Systems am Beschleuniger

Das System erfüllte die Anforderungen für einen Betrieb des Beschleunigers mit einer zeitlichen Stabilität von wenigen Pikosekunden. Im Zuge der Erweiterung des ELBE-Beschleunigers und der Anforderungen für Experimente mit Femtosekunden-Auflösung musste dieses System jedoch ersetzt werden (vgl. Tabelle 2.2). Phasenrauschmessungen und die daraus mit Gleichung (2.14) bestimmten Jitterwerte sind in Abschnitt 2.2.3 dem neuen System gegenübergestellt. Wie sich im Folgenden zeigen wird, wurde die Stabilität des 13-MHz-Referenzsignals sowie der 260-MHz-Quelle entscheidend verbessert.

### 2.2.3 Neue Hochfrequenzerzeugung bei ELBE

Die Basis für eine neue Hochfrequenzerzeugung musste weiterhin ein 13-MHz-Quarz bilden, jedoch sollten die weiteren Frequenzen nicht durch Anbindung separater VCOs erfolgen, sondern möglichst durch Frequenzvervielfachung oder Mischung. Dies hat den Vorteil, dass sämtliche Signale über den gesamten Spektralbereich dem Quellsignal folgen. Das Phasenrauschen der einzelnen Frequenzen ist damit vollständig korreliert, was zu einem gleichförmigen Phasenverhalten führt. Frequenzschwankungen unterliegen damit einer Gleichtaktbewegung (engl. common mode), die für den Betrieb des Beschleunigers transparent ist, da jedes Element der Referenz folgt. Gleichwohl müssen die hochfrequenten Rauschanteile minimal sein, da durch unterschiedliche Laufzeiten die Korrelation aufgehoben wird.

Der Ausgangspegel eines jeden Referenzsignals sollte mindestens 10 dBm betragen, um vor allem bei niedrigen Frequenzen den Einfluss des thermischen Rauschens zu vermindern. Wichtig ist außerdem die Unterdrückung von Oberwellen, die bei der Erzeugung der einzelnen Frequenzen durch Mischen leicht auftreten können.

Die neue Frequenzerzeugung wurde von der RALAB AG gefertigt und vereint die nötigen Komponenten in einem 19-Zoll-Gehäuse mit 3 Höheneinheiten (vgl. Abbildung 2.4). Grundlage für die Entwicklung waren die vom Jitterbudget (Tabelle 2.2) abgeleiteten Anforderungen.

Die einzelnen Referenzsignale wurden mit einem Phasenrauschmessplatz (Rohde & Schwarz FSUP26) charakterisiert und dem Bestandssystem gegenübergestellt. Im Folgenden werden ausschließlich jene Frequenzen betrachtet, die für den unmittelbaren Betrieb des Beschleunigers notwendig sind. Das sind 13 MHz für die Elektronenquelle, 260 MHz für den ersten Buncher-Resonator und 1,3 GHz für den zweiten Buncher-Resonator sowie die vier supraleitenden Beschleunigerresonatoren und die Photoelektronenquelle.



Abbildung 2.4: Aufnahme der neuen ELBE-Hochfrequenzerzeugung

Das Messdiagramm in Abbildung 2.5 zeigt das Einseitenbandphasenrauschen und den integrierten Jitter der 13-MHz-Quelle der neuen Frequenzerzeugung im Vergleich zum Bestandssystem. Fern vom Trägersignal liegt das Rauschen bei -174 dBc/Hz.

Die Integration über das Rauschspektrum nach Gleichung (2.14) liefert den RMS-Jitter der Quelle. Der um 20 dB höhere Rauschpegel des Bestandssystems führt zu einem Anstieg des Jitters um 250 fs über den betrachteten Frequenzbereich von 10 Hz bis 5 MHz. Im Vergleich dazu verfügt die neue Referenzquelle über 18 fs Frequenzstabilität. Die 13 MHz definieren die zeitliche Stabilität der vom Injektor emittierten Elektronenpulse. Die geforderte Stabilität von 100 fs für dieses Signal wird somit sicher erfüllt.

Eine erhebliche Stabilitätsverbesserung zeigt sich bei der 260-MHz-Referenz. Die bisher verwendete Quelle hat eine Phaseninstabilität von über 1,3 ps in einem Intervall von 10 Hz bis 10 MHz. Verursacht wird dies durch ein sehr hohes Phasenrauschen über den gesamten Frequenzbereich. In Abbildung 2.6 ist im Vergleich dazu das neue Referenzsignal aufgetragen, welches 24 fs integrierten Jitter aufweist. Hauptanwendung des Signals ist die Ansteuerung des subharmonischen Bunchers. Die im Jitterbudget geforderte Stabilität von 100 fs kann damit übertroffen werden.



Beim Design des Bestandssystems wurde bereits besonderes Augenmerk auf die Phasenstabilität der 1,3-GHz-Quelle gelegt. Trotzdem erreicht der neue Referenzoszillator im Bereich von 10 Hz bis 5 kHz ein bis zu 20 dB geringeres Grundrauschen (Abbildung 2.7). Der resultierende Jitter konnte um mehr als die Hälfte reduziert werden. Die im Jitterbudget geforderte Stabilität von 11 fs wird nur um 1 fs verfehlt, was jedoch der zu erwartenden Fehlertoleranz der Phasenrauschmessung entspricht.

Tabelle 2.3 fasst die Messergebnisse für die drei Hochfrequenzsignale zusammen und stellt sie dem Bestandssystem gegenüber.

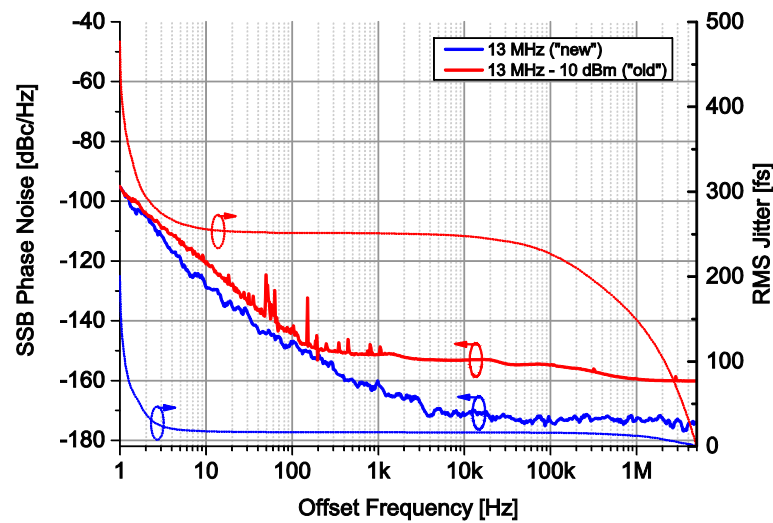


Abbildung 2.5: Phasenrauschen und integrierter Jitter der neuen 13-MHz-Referenz im Vergleich zum Bestandssystem

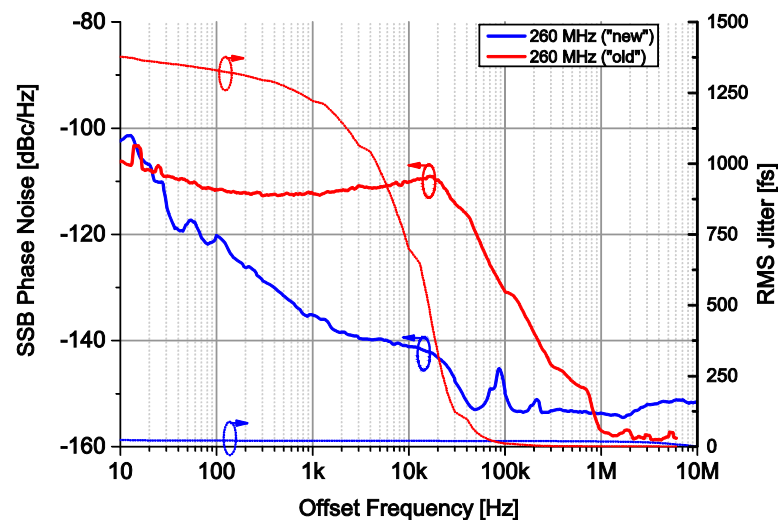


Abbildung 2.6: Vergleich von Phasenrauschen und integriertem Jitter der neuen 260-MHz-Referenz zum Bestandssystem

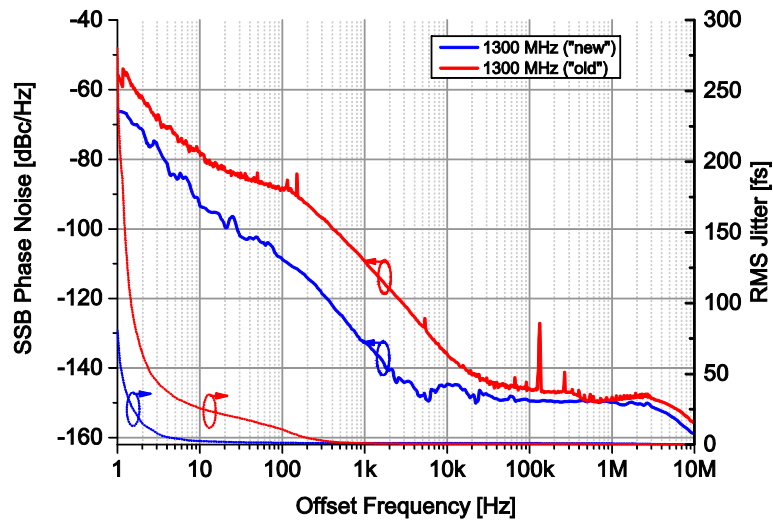


Abbildung 2.7: Vergleich von Phasenrauschen und integriertem Jitter der neuen 1,3-GHz-Referenz zum Bestandssystem

Tabelle 2.3: Gegenüberstellung der Messergebnisse des neuen Hochfrequenzoszillators zum Bestandssystem

Frequenz	RMS-Jitter in fs		
	Bestandssystem	neue Frequenzerzeugung	Intervall
13 MHz	255,9	17,7	[10 Hz; 5 MHz]
260 MHz	1377,0	24,0	[10 Hz; 10 MHz]
1300 MHz	25,7	12,2	[10 Hz; 10 MHz]

## 2.2.4 Auswirkungen auf die Beschleunigerstabilität

Um die Auswirkungen der neuen Referenzsignale auf die Stabilität des Beschleunigers zu messen, wurde das Phasenrauschen der Signale in den supraleitenden Resonatoren gemessen. Dies ist möglich, da die ELBE-Module im CW-Betrieb arbeiten und ein kontinuierliches Messsignal für den Phasenrauschmessplatz zur Verfügung stellen. Eine derartige Messung ist an einem gepulst betriebenen Beschleuniger nicht möglich.

Abbildung 2.8 skizziert die Ansteuerung der supraleitenden Hohlraumresonatoren und die Phasenrauschmessung an einem Richtkoppler. Der Schleifenregler für einen Resonator modifiziert das 1,3-GHz-Referenzsignal in Phase- und Amplitude und treibt damit einen Leistungsverstärker. Über Hohlleiterverbindungen wird das Signal dem Resonator zugeführt, in dem sich eine stehende Welle ausbildet. Es wird ein Teil des Signals ausgekoppelt, im Regler verarbeitet und

entsprechend das Ausgangssignal moduliert. Die Regelung soll vornehmlich durch mechanische Schwingungen (Mikrophonie) und vom Elektronenstrahl hervorgerufene Änderungen des Beschleunigerfeldes ausgleichen.

Bei dieser Messung beeinflusst die Stabilität der Hochfrequenzregelung das Ergebnis, da sie auftretende Mikrophonie-Effekte kompensiert. Um die Ergebnisse vergleichen zu können, wurden die Messungen bei gleichem Beschleunigungsfeld und identischen Reglerparametern durchgeführt.

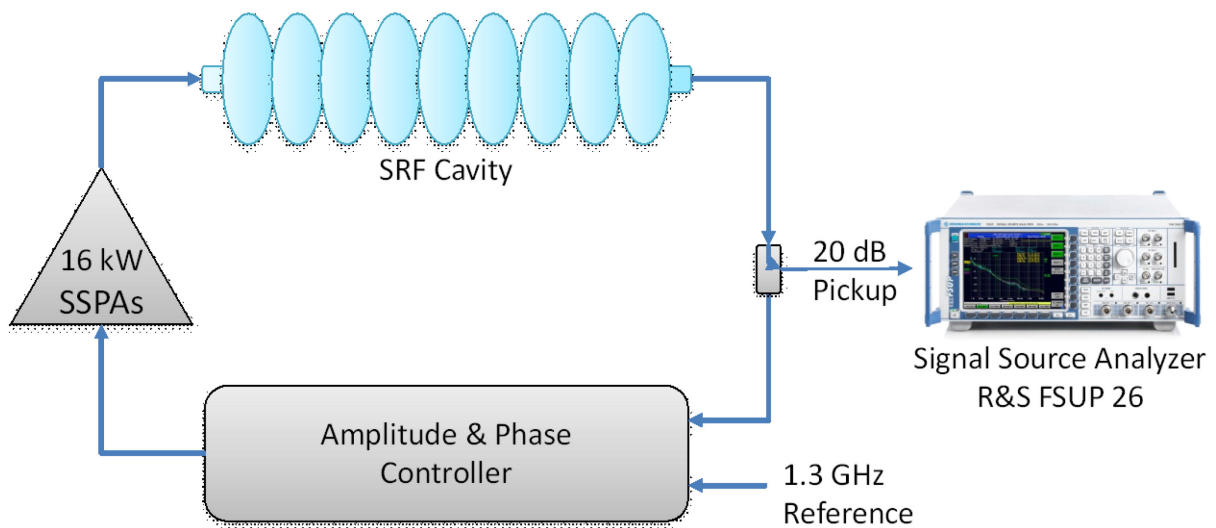


Abbildung 2.8: Prinzip der Phasenrauschmessung am Auskoppelsignal eines Hohlraumresonators

Es ist zu beachten, dass die supraleitenden Resonatoren eine sehr geringe Bandbreite von etwa 200 Hz besitzen. Verbunden mit einer maximalen Reglerverstärkung von 150 ergibt sich eine Bandbreite von etwa 30 kHz. Oberhalb dieser Frequenz läuft der Resonator damit frei, das heißt er folgt nicht mehr dem Referenzsignal. Für schnelle Schwankungen des Referenzsignals ist ein supraleitender Hohlraumresonator unempfindlich.

Abbildung 2.10 zeigt das Ergebnis der Phasenrauschmessungen an allen vier supraleitenden Cavities. Man erkennt deutlich, wie sich das geringere Rauschniveau der 1,3-GHz-Referenz auf die Stabilität des Beschleunigerfeldes überträgt. Die charakteristische Erhebung bei 100 Hz findet sich auch im Messsignal wieder.

Durch die Verringerung des Grundrauschens der Quelle werden Störungen im Pickup-Signal messbar, die vorher verborgen waren. Cavity 1 zeigt beispielsweise eine Rauschkomponente bei 150 Hz, sowie C3 und C4 bei etwa 300 Hz. In allen Messkurven kann man den Einfluss der Phasenregelung erkennen. Dieser äußert sich durch eine Erhebung im Phasenrauschen bei 20 kHz. Das Phasenrauschen konnte für alle Beschleunigermodule durch den Austausch der Referenzquelle deutlich reduziert werden und liegt nahe der Messgrenze des Phasenrauschmessplatzes bei einigen Femtosekunden. Die geforderte Stabilität von 11 fs konnte so nachgewiesen werden.

Gleiches gilt für den Betrieb des 260-MHz-Bunchers. Das Phasenrauschen konnte signifikant verkleinert werden. Der ermittelte Zeitjitter wurde von 800 fs auf weit unter 100 fs gesenkt. Abbildung 2.9 stellt beide Messkurven gegenüber.

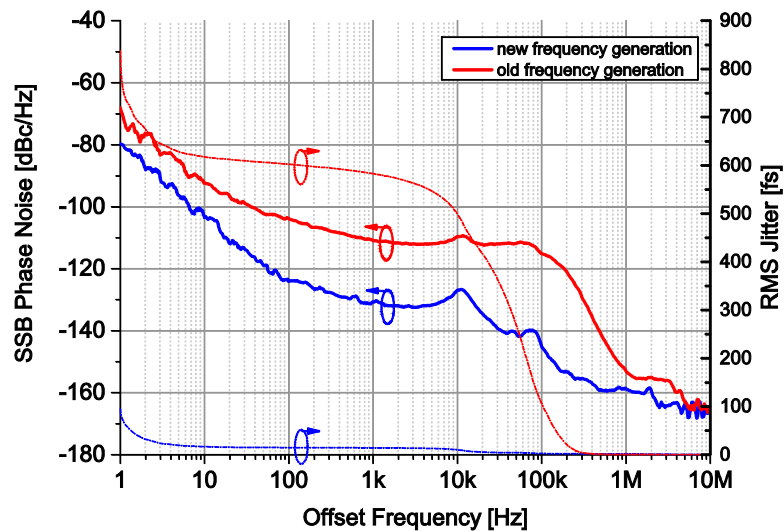


Abbildung 2.9: Phasenrauschmessung am 260-MHz-Buncher mit integriertem Jitter; zum Vergleich das Bestandssystem

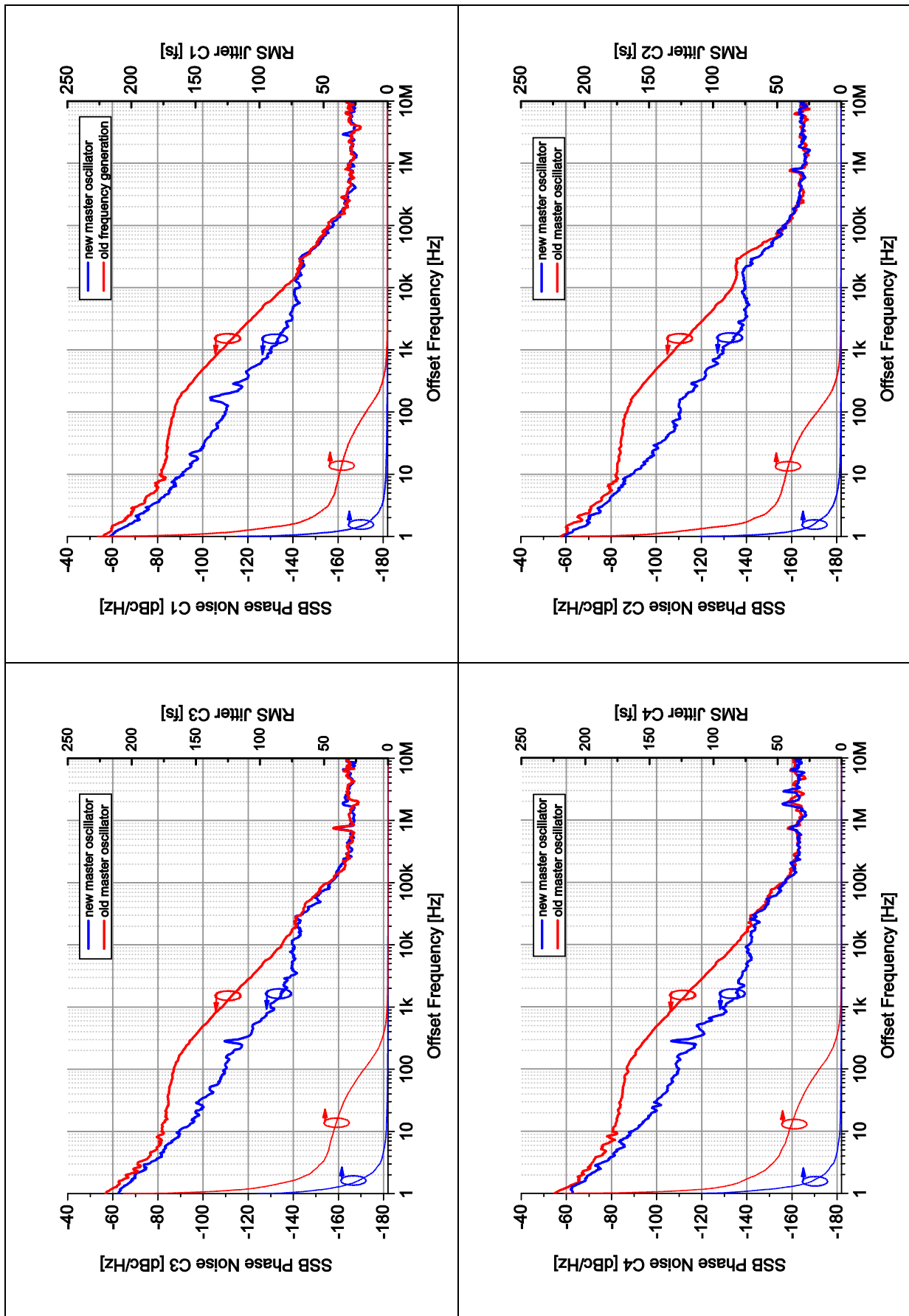


Abbildung 2.10: Phasenrauschmessungen für die RALAB-Frequenzerzeugung an allen vier supraleitenden Resonatoren; im Vergleich dazu das Bestandssystem

### 2.2.5 Messungen am Elektronenstrahl

Die Verbesserung der Hochfrequenzerzeugung muss nach Tabelle 2.2 einen messbaren Einfluss auf die zeitliche Stabilität des Elektronenstrahls haben. Zum Zeitpunkt der Umbauten am Hochfrequenzsystem war die in Kapitel 4 beschriebene Ankunftszeitdiagnostik noch nicht verfügbar. Deshalb wurde für die Evaluierung das Phasenrauschen an einem Strahllagemonitor (BPM) gemessen. Abbildung 2.11 zeigt schematisch den Aufbau. Dafür wurden die beiden vertikalen Signale des Pickups kombiniert und die 1,3-GHz-Oberwelle herausgefiltert. Die Summe der beiden Signale ist für kleine Änderungen unabhängig von Strahllageschwankungen. Wenn der Elektronenbeschleuniger im Dauerstrichbetrieb bei hoher Wiederholrate betrieben wird – in diesem Fall 13 MHz – bildet sich ein kontinuierliches Signal nach dem Bandpassfilter aus (vgl. Abbildung 2.12). Es wurde ein Interdigitalfilter mit einer Güte von 100 genutzt. Das Signal wird mit einem rauscharmen Verstärker (MNA-6, Verstärkung 23 dB) im Pegel angehoben. Der Phasenrauschmessplatz kann nun die Phasenstabilität der Harmonischen bestimmen, die sich analog zum Gesamtsignal verhält.

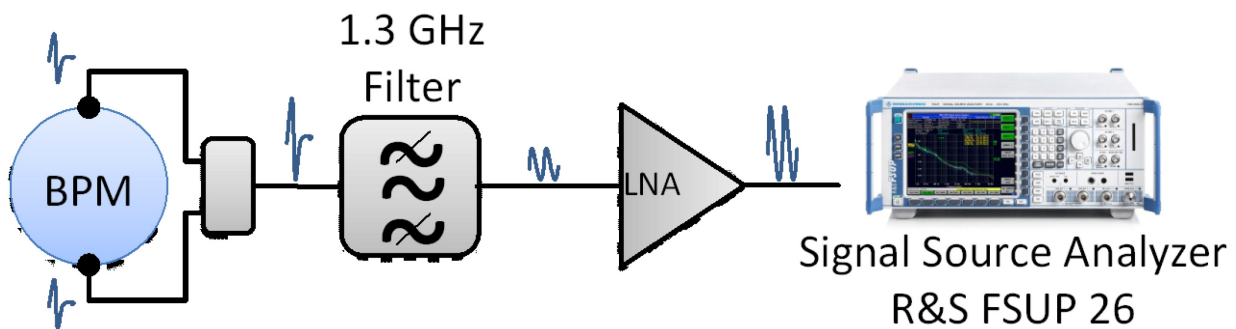


Abbildung 2.11: Schematischer Messaufbau zur Phasenrauschmessung am Strahllagemonitor

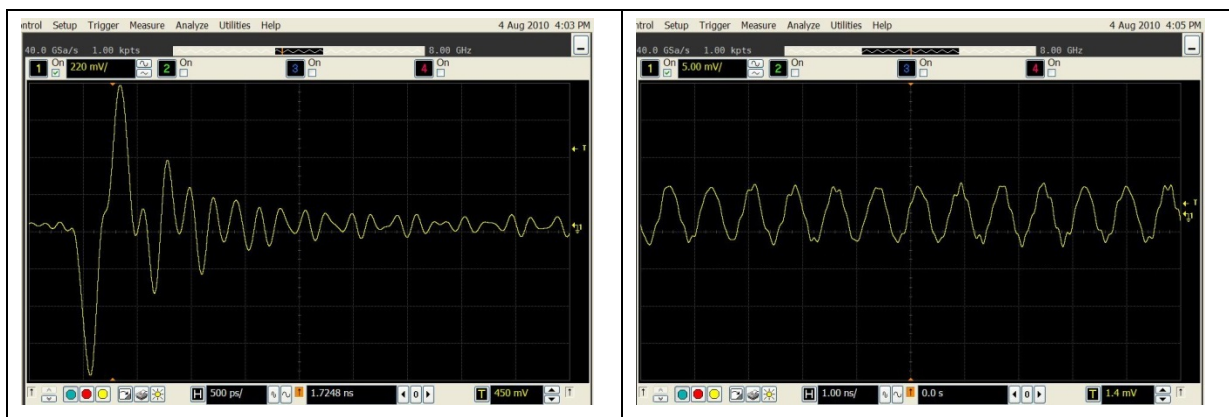


Abbildung 2.12: Messsignal vor und nach der Filterung bei 1,3 GHz

Für die Evaluierung der Stabilität wurden zwei Messstellen verwendet. Eine direkt nach dem ersten Beschleunigermodul (BPM3) und die zweite am Ausgang des Beschleunigers (BPM7). Abbildung 2.13 zeigt ihre Position im Beschleuniger an. Die beiden Messstellen ermöglichen, den Einfluss der Beschleunigermodule auf den Elektronenstrahl zu bestimmen. Zusätzliche Rauschkomponenten, die an BPM7 messbar sind, können nur durch Instabilitäten des zweiten Beschleunigermoduls hervorgerufen worden sein.

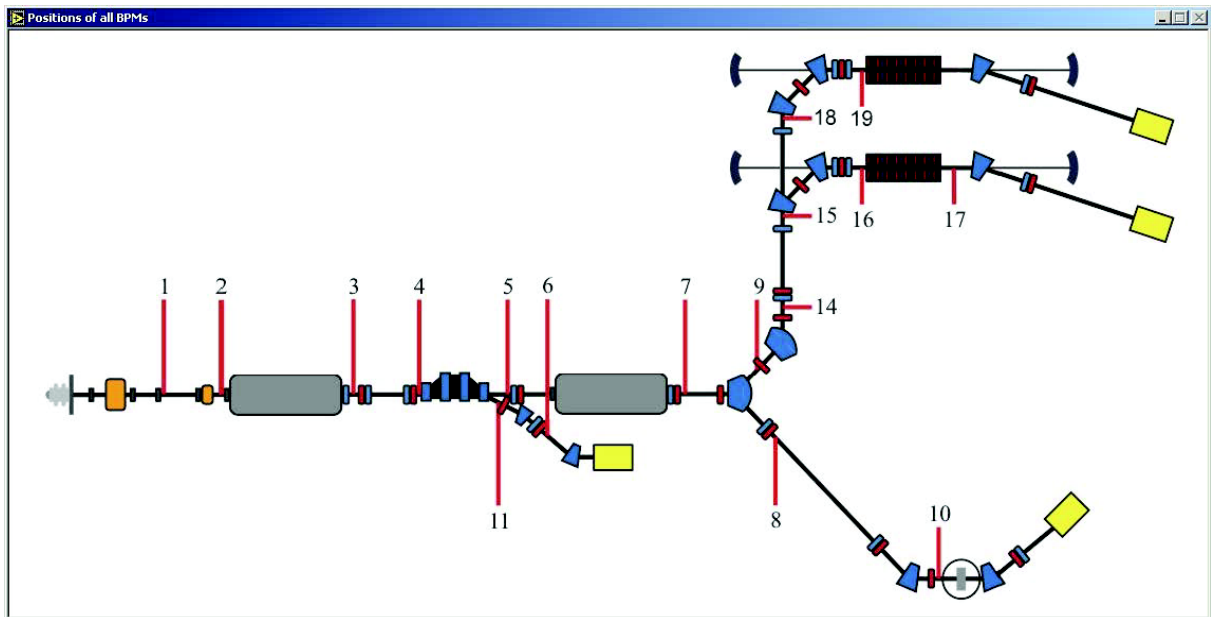


Abbildung 2.13: Position der BPMs am ELBE vor dem Umbau [Quelle: ELBE-Kontrollsystem]

Das Pickup-Signal hat trotz der Kombination beider vertikaler Elektroden einen geringen Leistungspegel. Die Messungen wurden bei -13 dBm nach der Verstärkung von 23 dB vorgenommen, was einem ursprünglichen Signalpegel von -36 dBm entspricht. Das thermische Rauschen wird berechnet durch

$$N_p = k_B T B \quad (2.15)$$

mit der Boltzmann-Konstante  $k_B$ , der Temperatur  $T$  in Kelvin und der Messbandbreite  $B$ . Durch die Normierung auf 1 mW in einem 50-Ohm-Messsystem erhält man bei Zimmertemperatur ( $T = 290$  K) einen Rauschpegel von -174 dBm/Hz. Abbildung 2.14 stellt den Einfluss des thermischen Rauschens auf den Dynamikbereich der Messung grafisch dar. Im vorliegenden Fall ist dieser mit 138 dB vorgegeben. Das heißt, Rauschkomponenten fern vom Träger können nicht korrekt aufgelöst werden, da sie typischerweise ein geringeres Phasenrauschen aufweisen. Es wurde für die Betrachtungen ein Messintervall von 100 kHz gewählt, welches noch genügend Reserve zur theoretischen Messgrenze gewährleistet.



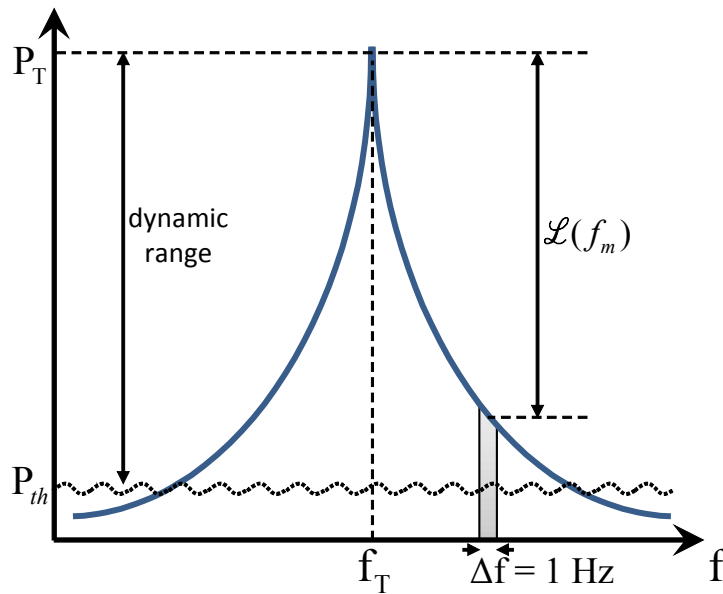


Abbildung 2.14: Darstellung des Einseitenbandphasenrauschens analog zu Abbildung 2.2, erweitert um die Kennzeichnung des thermischen Rauschens  $P_{th}$  und dem sich daraus ergebenden Dynamikbereich

Durch die hohe Güte der Beschleunigerresonatoren können schnelle Schwankungen, die sich auf den Elektronenstrahl umsetzen, nicht auftreten. Ausgenommen sind in der Cavity ausbreitungsfähige longitudinale Moden, die durch den Strahl angeregt werden.

Ein zuvor beschriebenes Bunchkompressionsschema (Abschnitt 2.1) mit einer zweiten Schikane konnte nicht genutzt werden, da diese zum Zeitpunkt der Messungen noch nicht installiert war. Daher wurden die Cavities C3 und C4 im Feldmaximum (on-crest) betrieben. Abbildung 2.15 zeigt die Ergebnisse für BPM3 und Abbildung 2.16 für BPM7.

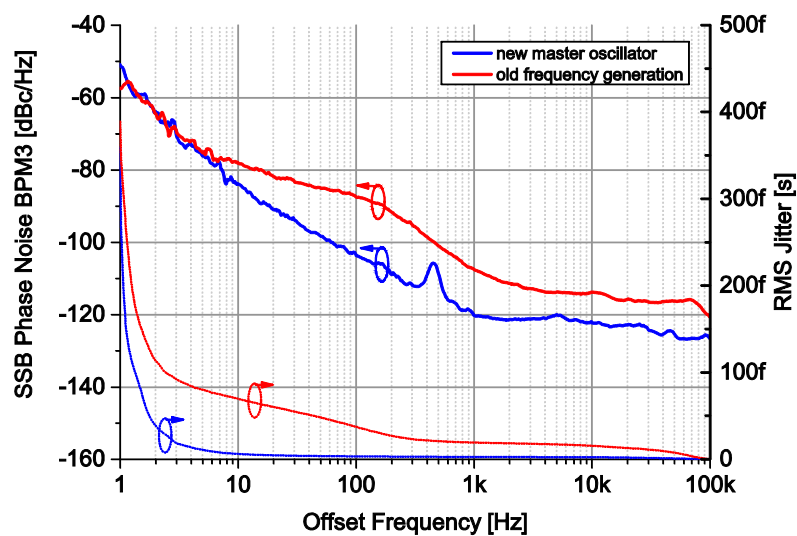


Abbildung 2.15: Ergebnisse der Phasenrauschmessungen am BPM3-Pickup



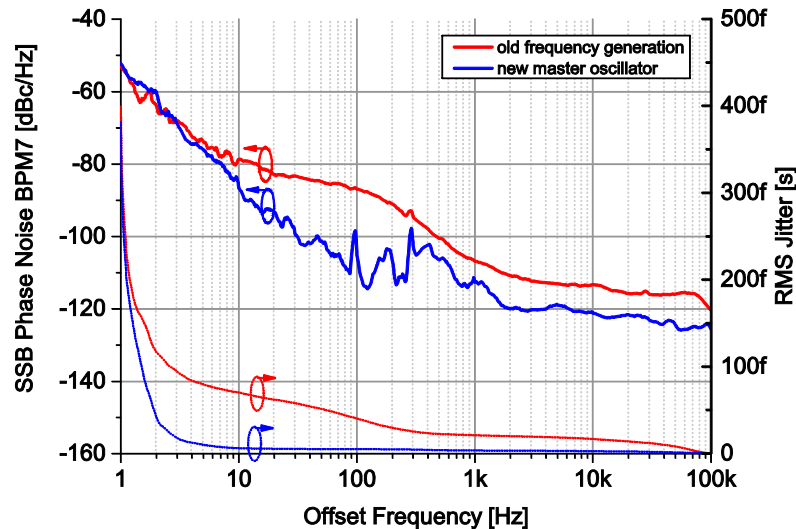


Abbildung 2.16: Ergebnisse der Phasenrauschmessungen am BPM7-Pickup

An beiden Messstellen ist der Einfluss der neuen Frequenzerzeugung klar erkennbar. Ab einem Trägerabstand von 6 Hz beginnen die Kurvenverläufe auseinanderzulaufen und erreichen einen maximalen Abstand von mehr als 20 dB. In beiden Abbildungen wird für das Bestandssystem eine ausgeprägte Erhebung im Phasenrausch im Bereich um 100 Hz sichtbar. Man erkennt diese bereits in der Messkurve der 1,3-GHz-Quelle in Abbildung 2.7.

Störungen, die durch das hohe Eigenrauschen der Referenzquellen überdeckt wurden, können nun erfasst und gemessen werden. In Abbildung 2.15 wird eine Störquelle bei 450 Hz sichtbar, in Abbildung 2.16 sind es die Harmonischen der 50-Hz-Netzfrequenz.

Die errechneten Werte für den Jitter geben durch die geringe Messbandbreite ein verfälschtes Bild wieder. Der reale Wert liegt über dem hier errechneten. Gleichwohl kann man daran eine erhebliche Verbesserung der Stabilität des Elektronenstrahls nach der Installation der neuen Hochfrequenzerzeugung feststellen.

## 2.2.6 Schlussfolgerungen zur Hochfrequenzerzeugung

Die theoretische Betrachtung der erforderlichen Phasenstabilität der Hochfrequenzsignale durch Simulationen verdeutlichte die Notwendigkeit für ein Ersatzsystem. Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen wurde ein kompaktes System spezifiziert, das die erforderlichen Frequenzen für den Beschleunigerbetrieb und weitere Anwendungen beschreibt. Das bei der RALAB AG gefertigte System wurde charakterisiert und dem Bestandssystem gegenübergestellt. Die geforderten Spezifikationen wurden erreicht und im überwiegenden Fall sogar weit übertroffen.

Messungen zur Phasenstabilität der Beschleunigerfelder und des Elektronenstrahls ergaben eine signifikante Verbesserung gegenüber dem Bestandsystem. Das neue System bildet nun die Basis für einen stabilen Betrieb am ELBE-Beschleuniger. Störungen, die auf den Elektronenstrahl einwirken, können nun erfasst und deren Ursachen behoben werden.

Die neue hochstabile Frequenzerzeugung bewirkt neben den erreichten Verbesserungen am Beschleuniger auch eine höhere Langzeitstabilität des Synchronisationssystems.

## 2.3 Synchronsignalverteilung

### 2.3.1 Funktionsweise

Für die Verteilung der Synchronisationssignale wurden bei der Errichtung des ELBE-Beschleunigers kommerzielle optische Übertragungsglieder der Firma MITEQ ausgewählt. Die Sendermodule verfügen über einen Diodenlaser, der direkt mit dem zu übertragenden Hochfrequenzsignal moduliert wird. Das amplitudenmodulierte optische Trägersignal wird in eine Singlemodefaser eingekoppelt, die das Signal an den gewünschten Ort überträgt. Die Faserstrecke ist weder aktiv noch passiv stabilisiert, wodurch sämtliche Störungen wie Temperatur- und Luftfeuchteschwankungen, die auf den Übertragungskanal einwirken, auf das Nutzsignal umgesetzt werden. Auf der Empfängerseite geschieht die Rückkonversion der optischen Signale in elektrische, womit sie für die Synchronisation zur Verfügung stehen. Abbildung 2.17 zeigt zwei Sendermodule, wie sie am ELBE-Beschleuniger verwendet werden.



Abbildung 2.17: Optische Sendermodule für die Verteilung von Synchronsignalen

Als Synchronisationsreferenz wird das 13-MHz-Signal des Hochfrequenzmutteroszillators übertragen. Da es das Referenzsignal mit der kleinsten Frequenz ist, stellt es stets die korrekte Phasenlage dar. Häufig werden für die Lasersynchronisation Module vom Hersteller bereitgestellt, die ein elektrisches Referenzsignal bei der Grundwiederholfrequenz des Lasers oder einer Harmonischen verarbeiten. Diese Signale werden mit spannungsgesteuerten Hochfrequenzoszillatoren (VCOs) erzeugt, die über Phasenregelschleifen an das 13-MHz-Signal angebunden sind. Zugleich wirken diese als Schwungradfilter, welche das durch die Übertragung hinzugekommene Phasenrauschen teilweise eliminiert. Eine ausführliche Charakterisierung der Übertragungsstrecken hinsichtlich Kurz- und Langzeitstabilität wird in den folgenden Abschnitten diskutiert.

Abbildung 2.18 zeigt ein Schema der Übertragungsstrecke mit Referenzoszillator, dem Übertragungssystem und einem nachfolgenden Oszillatormodul. Diese Konfiguration ist exemplarisch für sämtliche bisher verwendeten Synchronisationsstrecken und wurde für die Signalübermittlung zum Experimentallabor 113c am ELBE verwendet.

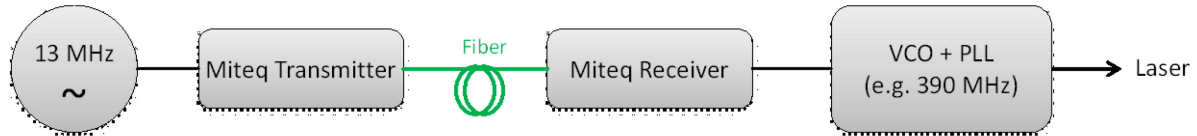


Abbildung 2.18: Übertragungsstrecke, bestehend aus Hochfrequenzquelle, optischem Sender, Lichtwellenübertragungsstrecke, Empfänger und Oszillatormodul

### 2.3.2 Rauschanalyse

Als Kurzzeitstabilität wird hier die Phasenvariation für einen Beobachtungszeitraum von einer Sekunde definiert. Eine eindeutige Definition ist in der Literatur nicht zu finden, vielmehr richtet sich die Trennung von Kurzzeit- und Langzeitstabilität nach der jeweiligen Anwendung. Bis zu einem Trägerabstand von 1 Hz kann in der Praxis das Phasenrauschen eines Signals zuverlässig bestimmt und daraus der Jitter ermittelt werden. Störungen mit einer größeren Zeitkonstante können messtechnisch besser mit anderen Verfahren ermittelt werden. Dafür wurde ein eigenentwickeltes Phasenmesssystem verwendet [21].

Abbildung 2.19 zeigt den bekannten Messverlauf des 13-MHz-Referenzsignals rot markiert, der zu einem integrierten Jitter von 500 fs RMS führt. Die optische Übertragungsstrecke (blau) ist durch einen Grundrauschpegel von -142 dBc gekennzeichnet, der für jede Übertragungsfrequenz identisch ist. Durch Gleichung (2.14) ergibt sich für konstante Rauschpegel ein umgekehrt proportionaler Zusammenhang zwischen integriertem Jitter und Trägerfrequenz.

Der Phasenjitter am Ausgang des optischen Empfängers erreicht damit einen Wert von 3 ps über den betrachteten Messbereich des 13-MHz-Signals. Zur Minimierung der Phaseninstabilität wird ein angeschlossener Hochfrequenzoszillator für die Glättung als Schwungradfilter (engl. fly-wheel filter) verwendet. Die Oszillatorfrequenz richtete sich dabei nach der gewünschten Anwendung. In Abbildung 2.19 ist eine 390-MHz-Quelle abgebildet (grüne Kurven), die zur Lasersynchronisation genutzt wurde. Die Bandbreite der Phasenregelschleife von etwa 100 Hz ist dabei so gewählt, dass der Oszillator schnellen Störungen nicht folgt. Oberhalb der Reglerbandbreite der PLL läuft der Oszillator damit frei und bestimmt so das Phasenrauschen des Ausgangssignals. Das Ausgangssignal folgt der 13-MHz-Referenz mit einer Zeitkonstante von 300 ms, womit eine synchrone Phasenlage über lange Zeiträume gewährleistet werden soll.

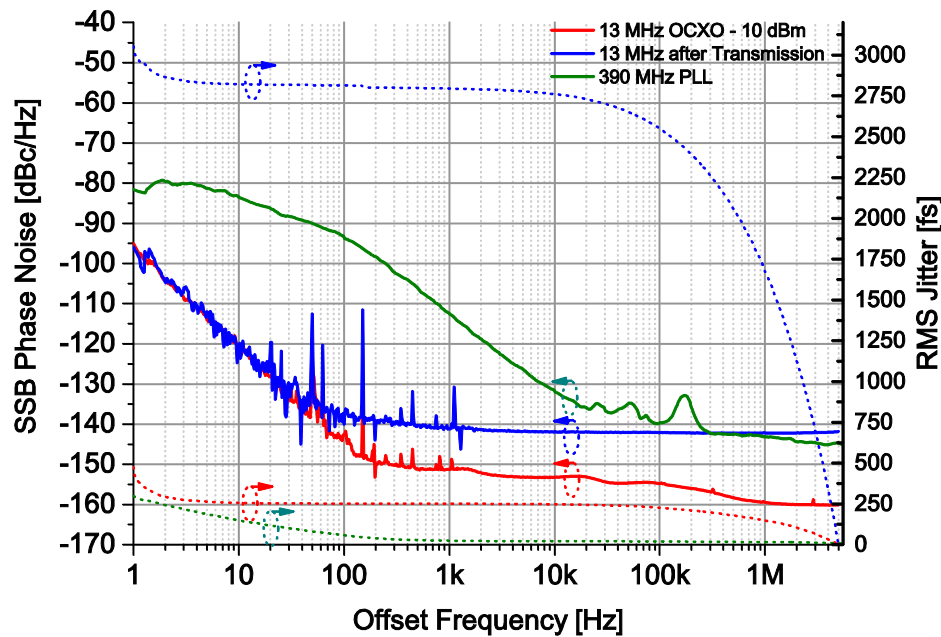


Abbildung 2.19: Phasenrauschmessungen und errechneter Zeitjitter der Referenzquelle (rot) nach der Übertragungsstrecke (blau) und am Ausgang einer nachgeschalteten 390-MHz-PLL-VCO-Einheit (grün)

### 2.3.3 Driftmessung

Für die Durchführung von synchronisierten, zeitaufgelösten Experimenten ist die Langzeitstabilität der Synchronsignale von hoher Bedeutung. Durch langsame Driftbewegungen verändert sich die Phasenlage des Signals im Labor gegenüber der Referenz am Beschleuniger. Laserquellen, die das übertragene Signal für die Stabilisierung der Wiederholfrequenz nutzen, driften somit gegen die ursprüngliche Beschleunigerreferenz.

Glasfaserverbindungen wie die hier verwendeten Singlemodefasern zeigen eine Temperaturabhängigkeit der Durchlaufzeit. Zwei Mechanismen führen zu diesen Änderungen. Der dominierende Effekt ist die Änderung der Brechzahl des Übertragungsmediums. Damit ändert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle innerhalb des Mediums, was am Ende der Übertragungsstrecke zu einer scheinbaren Phasenverschiebung des Signals führt. Eine geringe – und damit zu vernachlässigende Auswirkung – hat auch die Längenänderung der Faser über der Temperatur.

Die seit Inbetriebnahme des ELBE-Beschleunigers verwendeten Übertragungsstrecken sind weder aktiv noch passiv driftkompensiert. Temperaturänderungen innerhalb des ELBE-Beschleunigers beeinflussen somit direkt die Stabilität der Synchronisationsverbindung.

Um die tatsächlich auftretende Faserdrift zu messen, wurde eine Versuchsstrecke mit 200 m Länge in der ELBE-Halle verlegt. Die Faser führte einmal um den Beschleuniger herum wieder zum Ausgangsort. Für die Übertragung wurden die im vorangegangenen Abschnitt

beschriebenen optischen Übertragungsglieder verwendet. Als Phasenreferenz wurde das 1,3-GHz-Signal des Hochfrequenzoszillators verwendet. Für die Evaluierung wurde die Phase des übertragenen Signals zur Hochfrequenzquelle gemessen. Dafür kam ein am ELBE entwickeltes Phasenmessgerät mit zum Einsatz [21]. Mit der Anordnung kann eine Auflösung von 1 Grad Phasenverschiebung erreicht werden, was 2,13 ps entspricht. Abbildung 2.20 stellt den Messaufbau schematisch dar. Um den Beitrag der Sende- und Empfangsmodule zur Phasendrift zu bestimmen, wurde eine zweite Übertragungsstrecke mit nur 5 m Faser im Labor installiert. Auf dem Beschleunigerdach wurde außerdem ein Temperatursensor installiert, der die Schwankungen der Umgebungstemperatur aufnimmt. Die Temperaturmessung kann jedoch nur einen Richtwert darstellen, da keine homogene Temperaturverteilung innerhalb des Gebäudes herrscht.

Die Messwerte wurden durch einen Analog-Digital-Wandler erfasst und in einem PXI-Messrechner abgespeichert. Es wurde ein Messpunkt pro Sekunde aufgenommen.

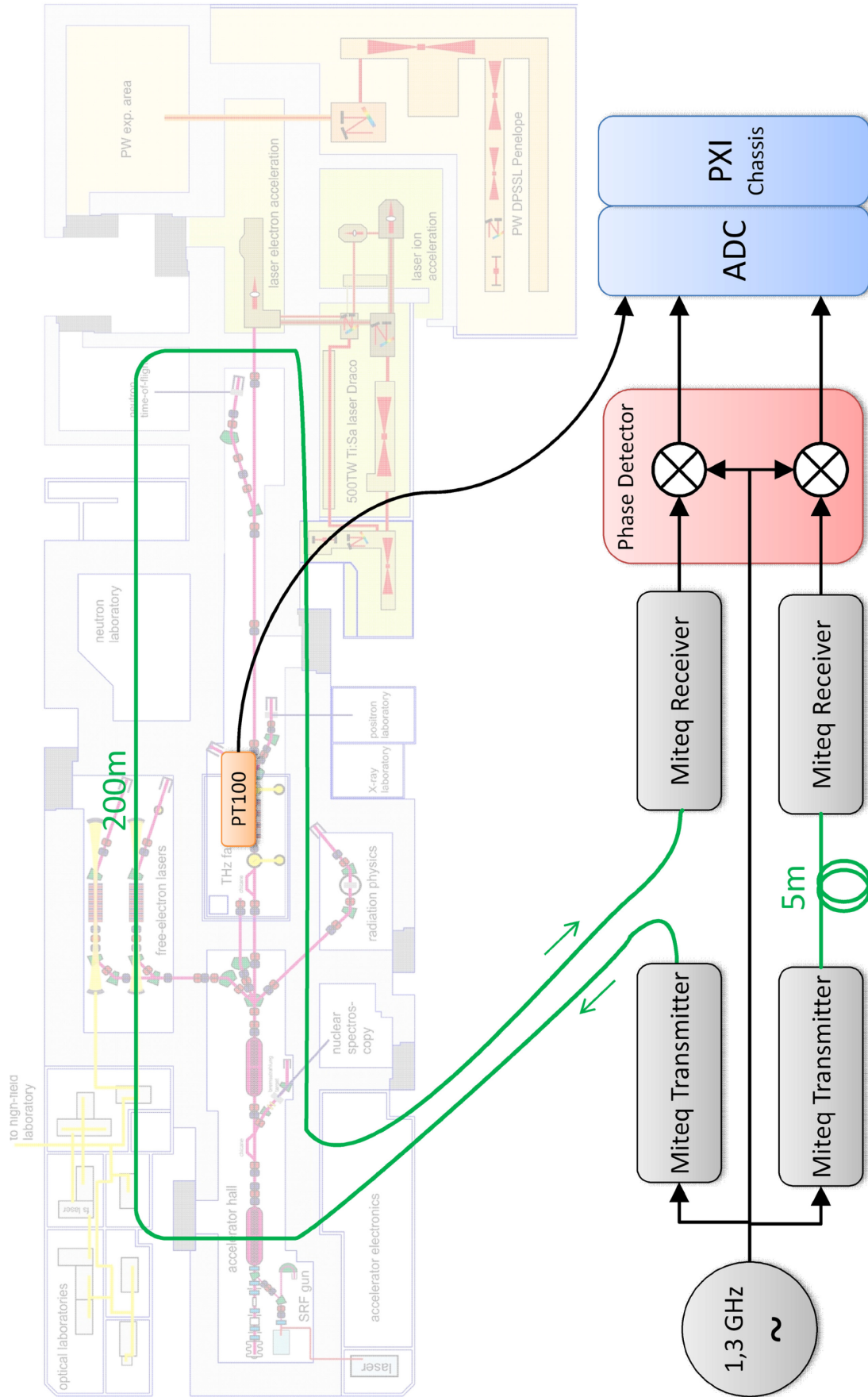


Abbildung 2.20: Schematischer Aufbau der Faserdriftmessung

In Abbildung 2.21 werden die Ergebnisse der Messung über die Dauer von drei Tagen dargestellt. Die Phasenverschiebung ist zur besseren Einordnung bereits in die entsprechende Zeitverschiebung transformiert worden. Die mit bis zu 8 K hohe Temperaturänderung innerhalb eines Tages ist dabei auffällig. Die zeitliche Verschiebung des Synchronsignals weist einen annähernd parallelen Verlauf auf und erreicht einen Maximalwert von 165 ps. Der Beitrag der Send- und Empfangsmodule ist hingegen sehr gering und entspricht in etwa der Messauflösung des Aufbaus von 2 ps. Damit ergibt sich eine Temperaturabhängigkeit der verwendeten Fasern von etwa 80 fs/(m\*K) .

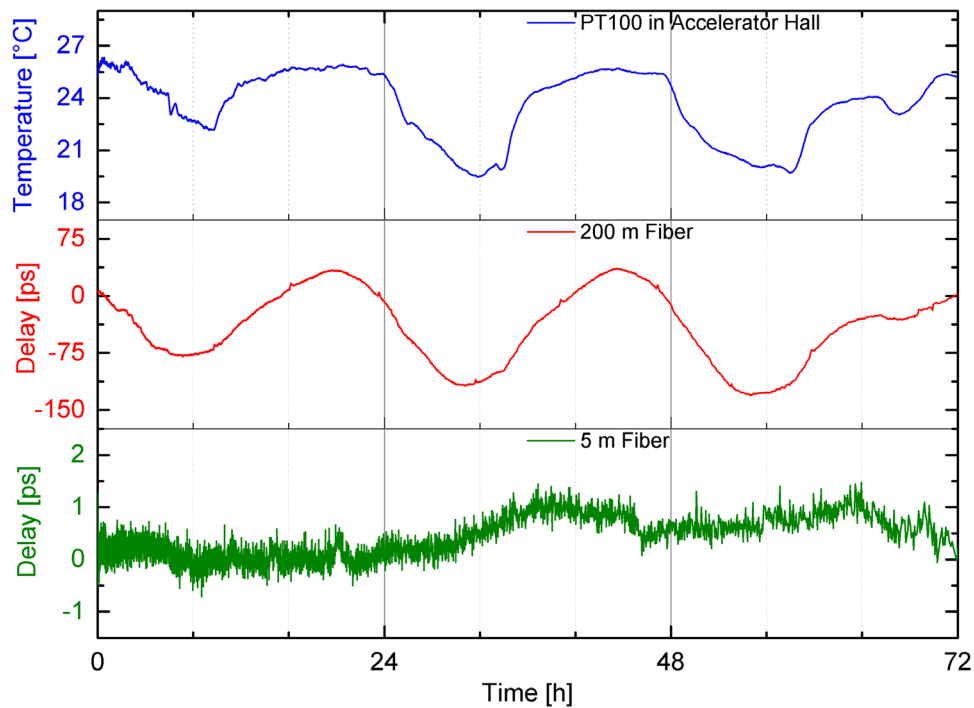


Abbildung 2.21: Messung der Ankunftszeitvariation einer 200-m-Glasfaserstrecke über drei Tage

### 2.3.4 Schlussfolgerungen zum Synchronisationssystem

Das bisher genutzte Synchronisationssystem erreicht weder hinsichtlich der Kurzzeitstabilität noch bei der Langzeitstabilität die geforderten Werte. Die großen Temperaturänderungen innerhalb eines Tageszyklus haben direkten Einfluss auf die Signalübertragung und verbieten den Einsatz eines passiv stabilisierten Systems.

Positiv zu erwähnen ist, dass viele Module seit Jahren fehlerfrei am ELBE arbeiten. Somit sind sie als Rückfalllösung gut geeignet, um ein Minimum an Phasenstabilität zu gewährleisten. Das im folgenden Kapitel beschriebene optische Synchronisationssystem wurde daher parallel zum Bestandssystem installiert.





## 3 Optisches Synchronisationssystem

---

### 3.1 Entwicklung und Funktionsweise

Das im Rahmen dieser Arbeit am ELBE realisierte Synchronisationssystem basiert auf einer Entwicklung der Forschergruppe um Franz X. Kärtner am Massachusetts Institute of Technology in Cambridge und wird in Nature Photonics 2 (2008) [22] ausführlich beschrieben. Es wurde erstmals am Freie-Elektronen-Laser in Hamburg (FLASH) für einen Teilchenbeschleuniger im Routinebetrieb eingesetzt und wird seitdem ständig weiterentwickelt und optimiert [23-25]. Das System basiert auf der Verteilung kurzer, zeitlich hochstabiler Laserpulse über Singlemode-Lichtwellenleiter (engl. single mode fiber – SMF) als Referenzsignal. Die durch Temperaturänderung, Luftfeuchteschwankungen und mechanischen Stress hervorgerufene Laufzeitänderung der Pulse innerhalb der Faser wird mit Hilfe eines balancierten optischen Kreuzkorrelators gemessen.

Dazu wird ein Teil des Lasersignals am Ende der Übertragungstrecke reflektiert, seine Polarisation gedreht und in der Faser zurückgesendet. Wieder am Beginn der Faser angekommen, werden die reflektierten Pulse mit denen aus dem Oszillator in einem optischen Kristall zeitlich überlagert. Die beiden Wellenzüge erzeugen ein Mischprodukt bei der halben Wellenlänge. Die Rückseite des Kristalls ist mit einer Beschichtung versehen, die das Mischprodukt zum ersten Eingang des balancierten Detektors passieren lässt, während die Fundamentalen reflektiert werden. Diese durchlaufen den Kristall ein zweites Mal und mischen sich erneut. Nach abermaliger Trennung der Signale wird das Mischprodukt auf den zweiten Eingang des balancierten Detektors geführt.

Das zweimalige Wellenmischen in Verbindung mit dem balancierten Detektor vermindert die Empfindlichkeit gegenüber Intensitätsschwankungen der Eingangssignale. Als optischer Kristall wird ein periodisch gepolter Kaliumtitanylphosphat-Kristall (PPKTP) genutzt, der für die Frequenzverdopplung des Lasersignals optimiert wurde. Die periodische Polung minimiert den Phasengeschwindigkeitsunterschied zwischen beiden Polarisations Ebenen, was zu einer erhöhten Konversionseffizienz führt. Der Einsatz eines Typ-II-Kristalls verbessert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (engl. signal-to-noise-ratio – SNR) der Messung, da nur dann Mischprodukte

erzeugt werden, wenn die Eingangssignale gleichzeitig in horizontaler und vertikaler Polarisationssebene vorliegen.

Das Detektorsignal wird von einem digitalen Regler verarbeitet, der zwei Aktuatoren ansteuert. Schnelle Schwankungen werden mit einem piezo-elektrischen Faserstrecke ausgeglichen. Dieser besteht aus einem Piezo-Kristall, um den mehrere Meter der Faserstrecke gewunden und fest verklebt sind. Wird der Kristall mit einer hohen negativen oder positiven Spannung angesteuert, dehnt er sich aus oder kontrahiert. Diese Bewegungen übertragen sich auf die Faser, womit diese gestreckt oder gestaucht wird. Infolgedessen verändert sich die Laufzeit der Laserpulse durch den Wellenleiter. Die Faser ist jedoch nur in engen Grenzen mechanisch belastbar, was einen Zeitversatz von wenigen zehn Pikosekunden erlaubt. Die nutzbare Verzögerung verdoppelt sich durch zweimaliges Durchlaufen des Elements in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung. Die Grenzfrequenz der Regelung ist hauptsächlich durch die Resonanzfrequenz des Piezo-Kristalls begrenzt. Wird diese am Kristall angelegt, kommt es zu Schwingungen der Struktur, welche sich auf die Faser übertragen und damit Störungen generiert.

Wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben, kann die Faserdrift eine zeitliche Verschiebung der Signale um hundert Pikosekunden und mehr pro Tag verursachen. Der begrenzte Dynamikbereich des Piezoelements erfordert somit ein weiteres aktives Element für die Kompensation. Eine motorbetriebene optische Verzögerungsstrecke wurde zusätzlich in die Faserstrecke integriert und erlaubt die Korrektur langsamer Schwankungen über einen weiten Bereich. Diese Strecke gewährleistet den sicheren Betrieb des optischen Synchronisationssystems über den gesamten Jahreszeitenzyklus hinweg.

Die Verwendung eines optischen Übertragungsmediums verhindert die Entstehung von Erdschleifen, die bei leitender Verbindung entfernter Komponenten leicht entstehen. Optische Übertragungswege sind zudem unempfindlich gegenüber elektromagnetischen Feldern, was sie für den Einsatz im Beschleunigerumfeld mit hohem Störpegel prädestiniert.

Der verwendete Aufbau erlaubt eine Stabilisierung der Übertragungsstrecke mit einer Präzision von besser als 20 fs [26]. Mit einer vergleichbaren Anordnung wurde bereits eine Stabilität von unter einer Femtosekunde demonstriert [27]. Dies zeigt, dass das beschriebene Prinzip auch in Zukunft die Anforderungen moderner Beschleunigertechnologie erfüllen kann und das Potential für weitere Entwicklungsmöglichkeiten bietet.

Die zeitstabilen, kurzen Laserpulse bilden zudem die Zeitreferenz für einen Ankunftszeitmonitor. Dieser ermöglicht die nichtinvasive Bestimmung der Ankunftszeit der Elektronenpulse an der Messstelle mit einer Auflösung von wenigen Femtosekunden. In Kapitel 4 wird das Messprinzip und die Realisierung am ELBE ausführlich dargestellt.

## 3.2 Umsetzung am ELBE

Das als Teil dieser Arbeit errichtete Synchronisationssystem am ELBE-Beschleuniger basiert auf der Installation am FLASH. Im Rahmen einer Kollaborationsvereinbarung zwischen dem Deutschen Elektronen-Synchrotron und dem Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf wurde das mechanisch-optische Design der Faserlink-Stabilisierung übertragen und bildet damit die Grundlage des Systems. Der Laseroszillator wurde anhand der Anforderungen am ELBE spezifiziert und von einem kommerziellen Anbieter beschafft. Die Steuerelektronik und Software der Faserlinkstabilisierung wurden unter Berücksichtigung der Randbedingungen am ELBE neu entwickelt, um sich optimal in das Gesamtsystem einzufügen. Abbildung 3.1 zeigt schematisch die Architektur des Systems mit den wichtigsten Elementen. Von den dargestellten stabilisierten Verbindungen sind zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit vier realisiert.

Für die Installation der aktiven Komponenten des Systems wurde ein Labor errichtet, welches die Ansprüche an die Lasersicherheit erfüllt und entsprechend konstante Umweltbedingungen bietet. Im Folgenden werden die einzelnen Elemente des Systems sowie die Charakterisierung exemplarisch für eine aktiv stabilisierte Verbindung beschrieben.

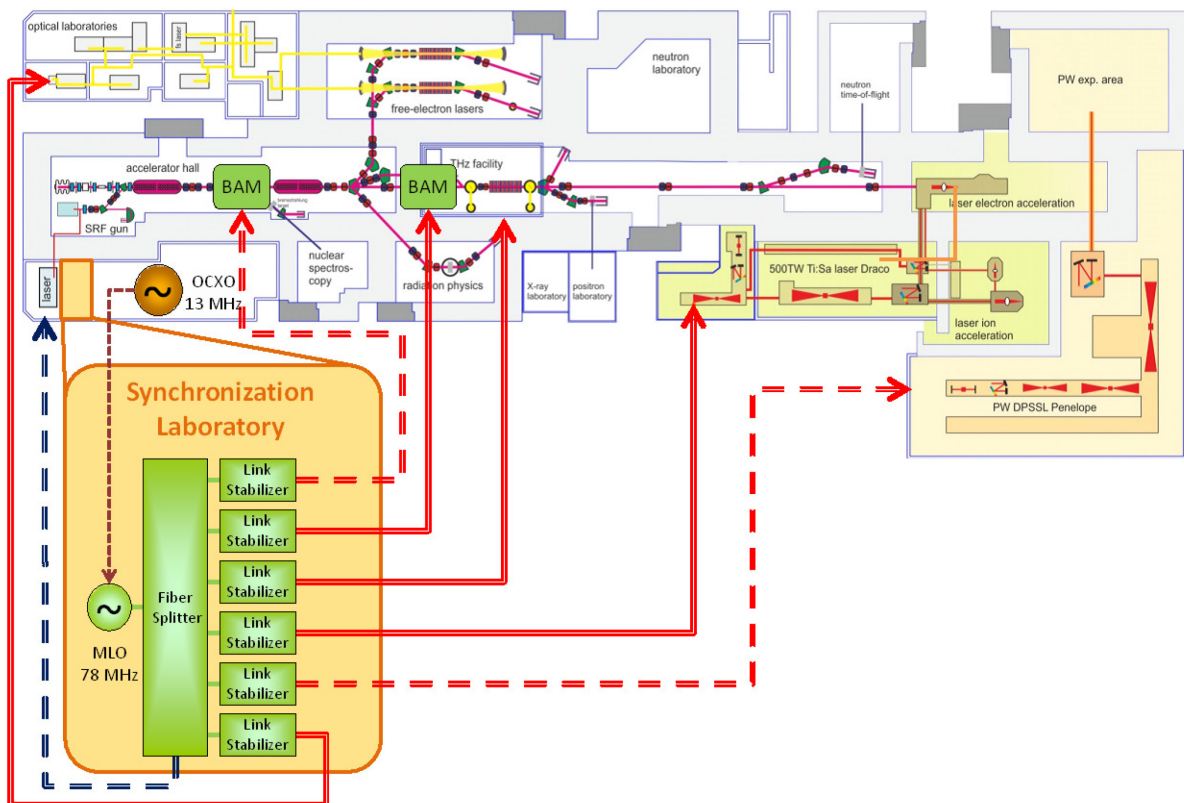


Abbildung 3.1: Synchronisationsschema am ELBE in geplanter voller Ausbaustufe. Die aktiven Komponenten sind in einem Synchronisationslabor (orange) untergebracht [28].

### 3.2.1 Synchronisationslabor

Das optische Synchronisationssystem stellt erhöhte Anforderungen an die Umgebungsbedingungen hinsichtlich Sauberkeit, Temperaturstabilität und der Entfernung zu den Hochfrequenzquellen. Das Labor muss reinraumähnliche Bedingungen aufweisen, um ein Verschmutzen der optischen Komponenten zu vermeiden. Im Synchronisationslabor befinden sich die einzigen Komponenten des Systems, die ausschließlich passiv stabilisiert sind. Das heißt, es werden höchste Ansprüche an die Klimatisierung des Labors gestellt, um die Temperaturdrift zu minimieren.

Für die Einrichtung des Labors wurde ein neun Quadratmeter großer Bereich des ELBE-Elektronikraumes abgetrennt (dargestellt im Grundriss in Abbildung 3.1). Der gewählte Standort verbindet gleichzeitig mehrere Vorzüge. Die Distanz zum Hochfrequenz-Oszillator, der die Langzeitstabilität des Systems definiert, beträgt nur etwa fünf Meter, wodurch die Anbindung driftarm realisiert werden kann. Desweiteren sind beide Anlagenteile über breite Kupferbänder mit dem gleichen Erdpotential verbunden, was die Gefahr von Erdschleifen und sonstigen elektromagnetischen Störeinflüssen minimiert. Beide Räume teilen sich die gleiche elektrische Einspeisung, um Potentialunterschiede und damit Ausgleichströme zu unterbinden. Bei der Konzeption des Labors wurde darauf geachtet, dass keine elektrisch leitenden Verbindungen vom Synchronisationslabor zu einem Ort im Beschleuniger bestehen. Signalverteilungen und Netzwerkverbindungen wurden über Lichtwellenleiterstrecken realisiert. Die zur Abtrennung eingebrachten Wand- und Deckenelemente bestehen aus Aluminiumplatten, die mit Kunststoffschaum gefüllt sind. Diese Elemente sorgen für ein Mindestmaß an Abschirmung von Störsignalen und für thermische Isolation.

Abbildung 3.2 gibt einen Einblick in das Labor mit vier funktionsfähigen Faserlinks, dem optischen Masterszillator mit Verteilung und der zugehörigen Steuerelektronik. Der optische Tisch kann pneumatisch und aktiv elektronisch von Vibrationen entkoppelt werden, um mechanische Einflüsse auf die Komponenten zu begrenzen.



Abbildung 3.2: Fotoaufnahme vom Inneren des Synchronisationslabors

Sowohl Synchronisationslabor als auch Elektronikraum werden von einer gemeinsamen Anlage klimatisiert, was die Baukosten erheblich gesenkt hat und in beiden Räumen für nahezu identische Temperaturbedingungen sorgt. Dabei regelt die Anlage auf Basis der Temperatursensoren im Inneren des Synchronisationslabors, um dort den höchsten Grad an Stabilität zu erreichen. Der Luftstrom wird auf beide Räume aufgeteilt, wobei Laständerungen innerhalb des Elektronikraumes durch die Ansteuerung der Lüftungsklappen kompensiert werden können. Durch diese Maßnahmen konnte eine Temperaturstabilität innerhalb des Synchronisationslabors von besser als 1 Kelvin über mehrere Tage erreicht werden. Abbildung 3.3 zeigt den Temperaturverlauf exemplarisch für den Juli 2014. Die sprunghaften Änderungen sind durch das An- bzw. Abschalten von Messgeräten in der Nähe des Temperatursensors zu erklären. Diese führen zu Lastwechseln, die durch die Klimaregelung nur teilweise kompensiert werden können.

Für die Einhaltung der erforderlichen reinraumähnlichen Bedingungen wurden in den Zuluftkanal Schwebstofffilter der Klasse H13 eingesetzt, die 99,95 % der Partikel bis 1  $\mu\text{m}$  Größe abscheiden.

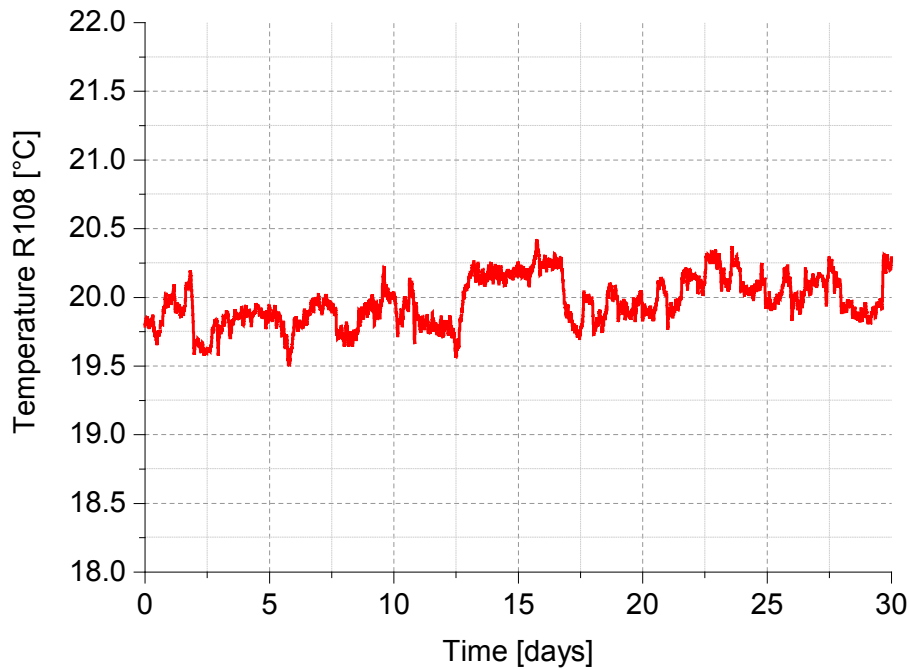


Abbildung 3.3: Temperaturverlauf im Synchronisationslabor im Juli 2014

Ein entscheidender Vorteil des Standorts ist die räumliche Nähe zum Kathodenlaser-Labor der supraleitenden Elektronenquelle (SRF-Gun). Diese kurze Distanz ermöglicht eine Verbindung über passiv stabilisierte optische Fasern (PSOF), welche eine geringere Temperaturdrift aufweisen als Standardfasern [29]. Dadurch kann auf eine aufwendige aktive Stabilisierung verzichtet werden. Der Kathodenlaser bestimmt in hohem Maße die zeitliche Stabilität der Elektronenpulse, die von der supraleitenden Elektronenquelle emittiert werden.

### 3.2.2 Optischer Referenzoszillator

Der optische Referenzoszillator (engl. master laser oscillator – MLO) stellt das Herzstück des Synchronisationssystems dar. Die von ihm erzeugten Laserpulse dienen als Zeitreferenz an vielen Stellen im Beschleuniger und müssen daher von hoher Zeit- und Amplitudenstabilität sein. Für ELBE spezifische Anforderungen wurden in Tabelle 3.1 zusammengetragen, die als Grundlage für die Beschaffung eines kommerziellen Lasersystems dienten.

Tabelle 3.1: Spezifikationen für den Laseroszillator, abgeleitet von den Anforderungen am ELBE

Parameter	Wert	Einheit
Wiederholrate	78	MHz
Tuningbereich	+/- 2	kHz
RMS-Jitter	<15	fs [1 kHz, 10 MHz]
Amplitudenstabilität	<0,5	% (RMS) über 24 h
Mittelwellenlänge	1530 ... 1565	nm
Bandbreite	<15	nm
Pulslänge	<200	fs (RMS)
Ausgangsleistung	>80	mW
eingebauter Fotodetektor	ja	
externe Synchronisation	ja	
wartungsarmer Betrieb	ja	

Die Wiederholrate des Referenzoszillators ist ein wichtiger Parameter des Synchronisationssystems. Sie muss ein ganzzahliges Vielfaches der Grundfrequenz des Hochfrequenzoszillators sein, um die Ankopplung mit einer PLL zu ermöglichen. Die Frequenz des ELBE-Mutteroszillators beträgt 13 MHz. Mit Teilern erzeugte Frequenzen sind theoretisch möglich, können in der Praxis jedoch zu mehrdeutigen Phasenbeziehungen führen, weshalb sie zu vermeiden sind. Ferner müssen die bereits am ELBE installierten Laser zu dieser Frequenz kompatibel sein. Das heißt, ihre Grundfrequenz muss mit der des MLO übereinstimmen oder ein Vielfaches davon sein. Damit ist sichergestellt, dass diese mit dem neuen System verbunden werden können. Die bisher am ELBE beschafften Laser arbeiten bei einer Grundfrequenz von 78 MHz, was der sechsten Harmonischen des Mutteroszillators entspricht. So wurde die Wiederholrate des MLO auf 78 MHz festgelegt [30].

Diese Frequenz ist im Vergleich mit ähnlich arbeitenden Synchronisationssystemen relativ gering (Tabelle 3.2), was Vor- und Nachteile birgt. Bei gleicher Durchschnittsleistung bedeutet eine geringere Wiederholrate eine höhere Energie pro Puls. Dies wirkt sich positiv auf die Konversionseffizienz im optischen Kristall des Driftdetektors aus. Die Intensität der Mischfrequenz ist proportional zum Quadrat des elektrischen Feldes der Grundwellen. Der Detektor hat damit eine höhere Empfindlichkeit bei gleicher optischer Durchschnittsleistung und identischer Pulslänge.

Tabelle 3.2: Übersicht der Wiederholfrequenzen von optischen Oszillatoren für Synchronisationssysteme

Beschleuniger	MLO Frequenz
Fermi@Elettra	157,79 MHz
FLASH	216,66 MHz
ELBE	78 MHz
SwissFEL Injector Test Facility	241,136 MHz

Die hohe Pulsenergie beeinflusst jedoch stark die Ausbreitung der Laserpulse innerhalb der Lichtwellenleiter. Bei niedriger Pulsenergie dominiert die chromatische Dispersion die Ausbreitung der Laserpulse innerhalb eines Mediums. Das heißt, unterschiedliche spektrale Anteile der Laserpulse haben unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten, was zu einem zeitlichen Auseinanderlaufen der Laserpulse führt. Diese Dispersion kann auf verschiedene Arten kompensiert werden, um am Ende der Übertragungsstrecke die gleiche Pulslänge wie zu Beginn zu erhalten. Bei der Installation von Weitverkehrsnetzen wird sehr häufig dispersionskompensierende Faser (engl. dispersion compensating fiber – DCF) verwendet. Dieser Fasertyp wurde auf eine negative Dispersion und einen inversen Dispersionsverlauf gegenüber einer Singlemodefaser optimiert. Diese Eigenschaften werden primär durch die Verkleinerung des Faserkerns und die Änderung der Fasergeometrie erreicht. Für eine minimale Restdispersion müssen DCF und SMF im richtigen Verhältnis kombiniert werden. Für Weitverkehrsnetze gibt es vorgefertigte Fasermodule, die eine definierte Übertragungsstrecke kompensieren. Für andere Anwendungen muss die DCF an die Strecke angepasst werden. Diese Kompensation funktioniert jedoch nur dann, wenn die chromatische Dispersion vorherrschend ist. Bei hoher Pulsenergie kommt der elektrooptische Kerr-Effekt zum Tragen, der beschreibt, wie sich der Brechungsindex mit der Intensität verändert.

Für die Zentralwellenlänge wurde das optische C-Band ausgewählt, das einen Bereich von 1530 nm bis 1565 nm umfasst. Für die Nutzung dieses Wellenlängenbereichs in der Telekommunikationstechnik sind viele Standardkomponenten von zahlreichen Herstellern verfügbar. Dies ermöglicht, das System vergleichsweise kostengünstig und dabei robust aufzubauen. Aktive Komponenten müssen jedoch die Stabilitätsanforderungen für das Synchronisationssystem erfüllen.

Die wichtigste Eigenschaft des optischen Referenzoszillators ist seine Phasenstabilität. Sie definiert die zeitliche Stabilität des gesamten optischen Synchronisationssystems. Der Laser wird mittels PLL an den Hochfrequenzoszillator angekoppelt, wodurch das Langzeitverhalten durch



diesen vorgegeben ist. Die Regelbandbreite ist jedoch durch den verwendeten Piezo-Aktuator auf etwa 10 kHz beschränkt, womit die Stabilität oberhalb dieser Frequenz allein durch den Laser bestimmt ist. Unter Beachtung der Filterkennlinie wurde die untere Eckfrequenz für die Spezifikation des Phasenrauschens auf 1 kHz festgelegt. Die obere Frequenzgrenze entspricht der halben Wiederholrate des Lasers, also 39 MHz. Messungen haben jedoch ergeben, dass die Rauschanteile von Faserlasern oberhalb von 1 MHz sehr gering und darüber hinaus bei geringen Leistungen schwierig zu bestimmen sind. Basierend auf den vorangegangenen Überlegungen wurde ein Intervall von 1 kHz bis 10 MHz für die Phasenstabilität definiert und eine Stabilitätsanforderung von  $<15$  fs (RMS) festgelegt.

Nach intensiver Marktrecherche basierend auf Tabelle 3.1 wurde der Faserlaser Origami 15 der Onefive GmbH ausgewählt, welcher sich durch ein besonders niedriges Phasenrauschen und einen daraus resultierenden geringen Jitter auszeichnet. Dies belegt die Messung auf der fünfzigsten Harmonischen bei 3,9 GHz (Abbildung 3.4). Durch den Eingangspegel von nur -15 dBm, ist der Dynamikbereich auf -160 dBc begrenzt. Der reale Jitter kann durchaus noch geringer sein.

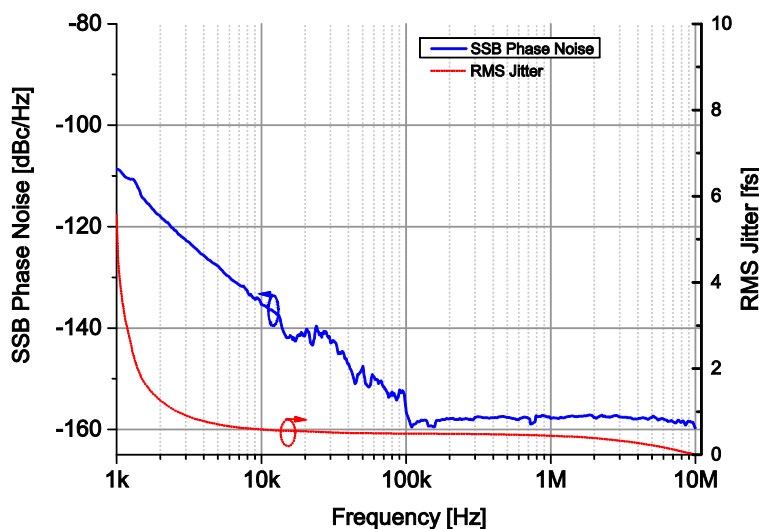


Abbildung 3.4: Phasenrauschen des optischen Referenzoszillators, gemessen bei der fünfzigsten Harmonischen (3,9 GHz); in Rot der RMS-Jitter



Abbildung 3.5: Aufnahme des am ELBE eingesetzten optischen Referenzoszillators der Onefive GmbH

Die zunächst geordnete Faserauskopplung des Lasers hatte sich jedoch als wenig geeignet erwiesen. Abbildung 3.6 und Abbildung 3.7 zeigen die Pulsform bzw. das Laserspektrum, wie sie aus dem Laserresonator ausgekoppelt werden. Wie zuvor beschrieben, bewirkt eine hohe Intensität in der Faser einen starken Einfluss von nichtlinearen Effekten auf die Laserpulse. Es kommt zu einer starken Verformung des Wellenlängenspektrums was die spektrale Breite vergrößert. Abbildung 3.8 zeigt die Veränderung des Spektrums und der Pulsform bei der Propagation durch 1 m Faser und zum Vergleich die gemessenen Werte für den Laser mit Faserauskopplung [31]. Für die Simulation wurde das Programm Fiberdesk genutzt, welches die nichtlineare

Ausbreitung von Laserpulsen durch Lösen der erweiterten nichtlinearen Schrödinger-Gleichung berechnet [32]. Das Spektrum wird deutlich verformt und verbreitert, die Pulslänge wird gleichzeitig von etwa 190 fs auf 76 fs verkürzt. Das Hauptproblem stellt jedoch die spektrale Verschiebung zu höheren Wellenlängen dar, die weit über die Grenzen des optischen C-Bands hinausgeht. Die in den Faserlinks genutzte DCF ist nur für dieses Fenster optimiert. Spektrale Anteile, die außerhalb liegen werden nicht optimal kompensiert, was zu einer Restdispersion führt. Der Puls kann dadurch nicht in seine Ausgangsform zurückgeführt werden. Deshalb wurde die Faserauskopplung des Lasers entfernt und durch eine Freistrahllöfnung mit nachfolgender Verteilung ersetzt. Die Aufteilung der Laserleistung auf die einzelnen Stationen und die dazugehörige Simulation der Übertragungsstrecke werden in Abschnitt 3.2.4.1 vorgestellt.

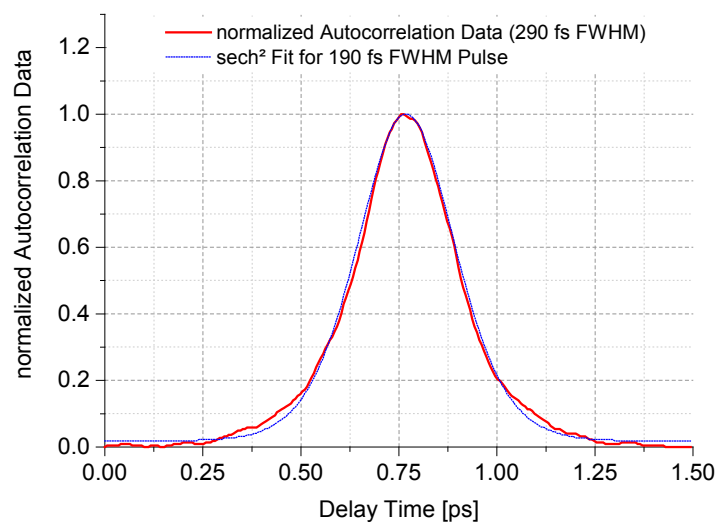


Abbildung 3.6: Autokorrelation des optischen Referenzoszillators Onefive Origami 15 an der Freistrahlauskopplung

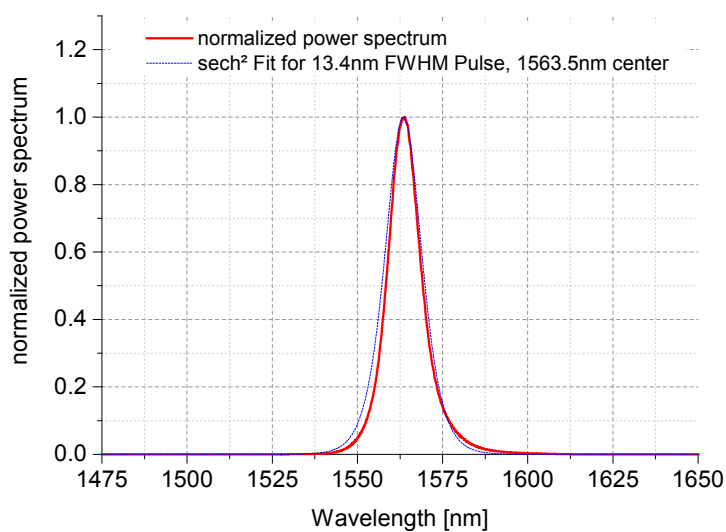


Abbildung 3.7: Optisches Spektrum des Referenzoszillators

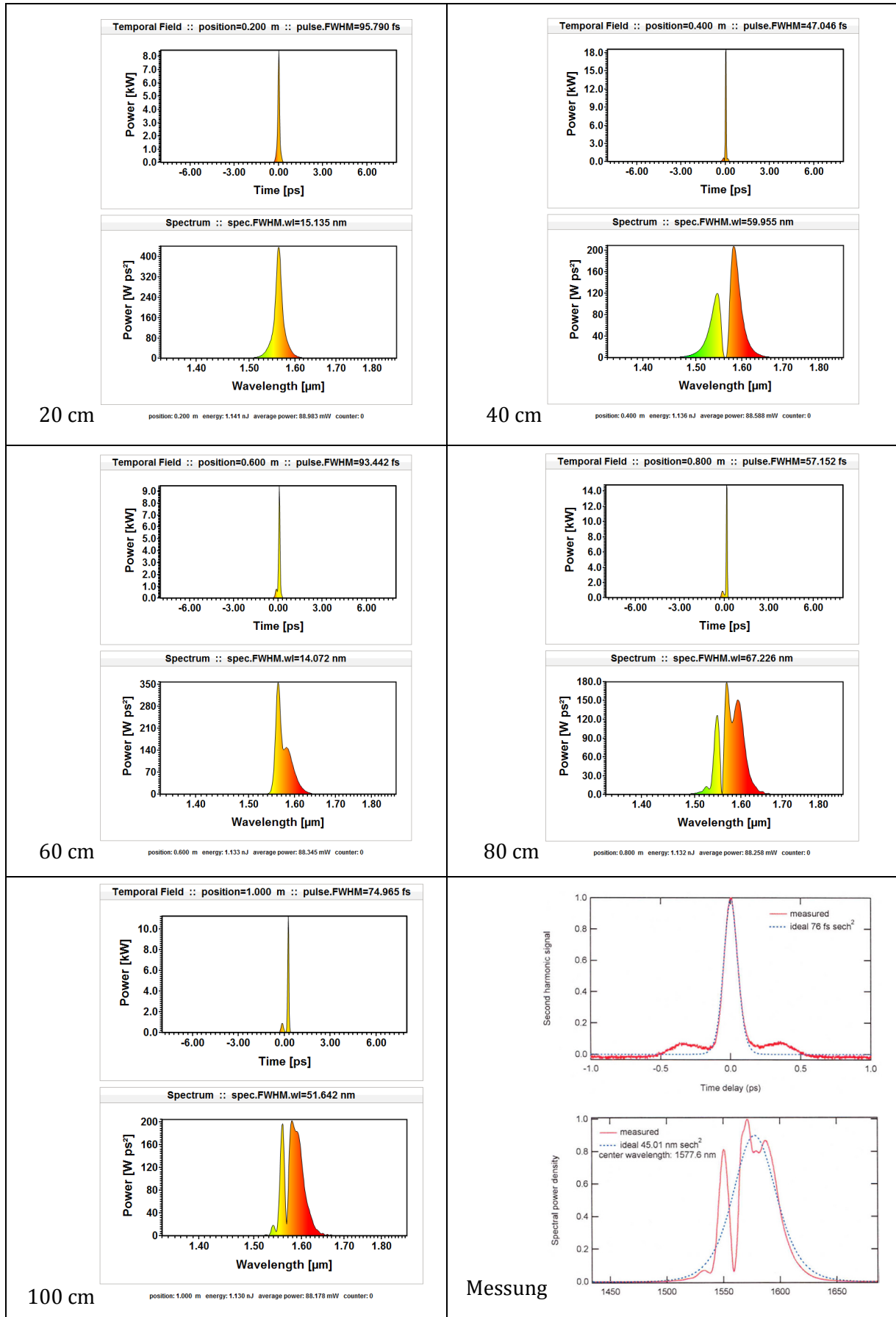


Abbildung 3.8: Entwicklung von Pulslänge und Spektrum bei Propagation in 1-m-SMF (20-cm-Schritte), berechnet mit Fiberdesk; im Vergleich dazu die gemessenen Werte an der Faserauskopplung [31]

### 3.2.3 Anbindung Laseroszillator – Hochfrequenzreferenz

Der Laseroszillator muss zur Hochfrequenzerzeugung des Beschleunigers synchronisiert werden, um ihn als Zeitreferenz nutzen zu können. Diese Phasenregelschleife ist ein integraler Bestandteil des Systems, denn sie bestimmt die Langzeitstabilität und Phasenlage des Lasers zum Beschleuniger. Abbildung 3.9 zeigt ein allgemeines Schema für die Frequenzstabilisierung eines gepulsten Lasers.

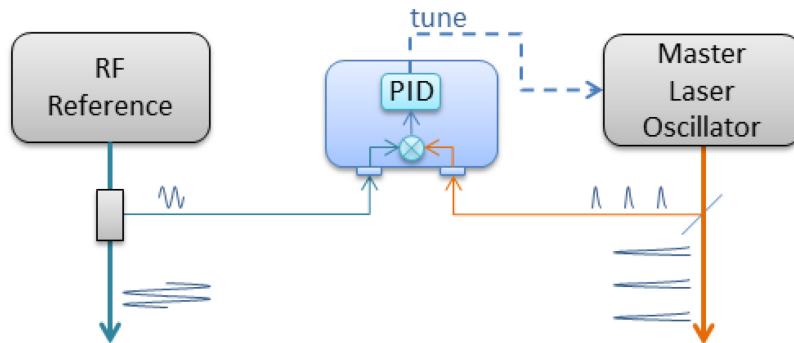


Abbildung 3.9: Prinzip der Frequenzstabilisierung eines Lasers

Das optische Signal wird mit Hilfe einer Fotodiode in eine elektrische Pulsfolge konvertiert. Bandpassfilter isolieren die Grundfrequenz oder eine Harmonische und führen sie einem Phasendetektor zu. Als Phasendetektor wird häufig ein Hochfrequenzmischer verwendet, der das Referenzsignal und das Lasersignal in das Basisband umsetzt. Bei konstanten Amplituden der Eingangssignale bewirkt eine Phasenänderung eine proportionale Variation der Ausgangsspannung des Detektors. Über die folgenden Gleichungen kann das auf der Mischung von Hochfrequenzsignalen basierende Phasendetektionsschema nachvollzogen werden.

Als Erstes werden zwei Kosinusschwingungen gleicher Frequenz angenommen, wobei die zweite eine Phasenverschiebung  $\phi$  aufweist. Sie lassen sich beschreiben durch

$$V_1 = A_1 \cos(\omega t) \quad (3.1)$$

und

$$V_2 = A_2 \cos(\omega t + \phi). \quad (3.2)$$

Ein idealer Mischer multipliziert die beiden Signale, wodurch man ein Ausgangssignal der Art

$$V = V_1 \cdot V_2 = A_1 A_2 \cos(\omega t) \cos(\omega t + \phi) \quad (3.3)$$

erhält.

Durch Anwendung der trigonometrischen Beziehung

$$\cos(x)\cos(y) = \frac{1}{2}[\cos(x-y) + \cos(x+y)] \quad (3.4)$$

lässt sich Gleichung (3.3) zu

$$V = A_1 A_2 \frac{1}{2} \cos(\phi) + A_1 A_2 \frac{1}{2} \cos(2\omega t + \phi) \quad (3.5)$$

umformen. Nun lässt sich erkennen, dass sich zwei Ausgangssignale ergeben. Eines mit der doppelten Frequenz der Eingangssignale und ein Gleichsignal, welches von der Phase des zweiten Signals abhängt. Durch Anwendung eines Tiefpassfilters kann das Basisbandsignal isoliert werden und ergibt sich zu

$$V = A_1 A_2 \frac{1}{2} \cos(\phi) . \quad (3.6)$$

Die Sensitivität der Messeinrichtung steigt mit den Mischfrequenzen, da identische zeitliche Änderungen zu einer größeren Winkelmodulation bei hohen Frequenzen führen. Der Ausgang des Phasendetektors speist einen Regler (PID), der den Messwert mit dem Vorgabewert vergleicht. Entsprechend den eingestellten Reglerparametern wird die Frequenz des Lasers nachgestimmt.

Die zum Laser erhältliche Synchronisationseinheit arbeitet ausschließlich auf der Grundfrequenz des Lasers, was zu einer geringen Empfindlichkeit der Regelschleife und damit zu einer weniger präzisen Ankopplung führt. Zudem handelt es sich um ein analoges System mit wenigen Diagnostikmöglichkeiten.

Für eine hochpräzise Frequenzregelung wurde eine eigene Lösung entwickelt. Im Gegensatz zur kommerziellen Lösung bietet diese eine mehrstufige Phasendetektion und eine digitale Regelung. Es wurden drei auf Frequenzmischung basierende Phasendetektoren implementiert, welche auf der fundamentalen Laserfrequenz von 78 MHz, auf der fünften Harmonischen bei 390 MHz sowie auf der fünfzigsten Harmonischen bei 3900 MHz arbeiten. Die Messung der Phase bei der Grundfrequenz ist notwendig, um stets die gleiche Phasenbeziehung zu garantieren. Diese bietet jedoch nur eine schlechte Phasenauflösung, weshalb man für die genaue Regelung auf eine höhere Harmonische wechselt.

Abbildung 3.10 zeigt den schematischen Aufbau des Systems und Abbildung 3.11 eine Fotoaufnahme der eigenentwickelten Laserfrequenzstabilisierung. Das Lasersignal wird von einem Fotodetektor hoher Bandbreite in ein Hochfrequenzsignal umgewandelt und an die drei Phasendetektorzweige verteilt. Bandpassfilter isolieren die jeweilige Frequenzkomponente, bevor sie dem Mischer zugeführt wird. Im 78-MHz-Zweig ist ein Vektormodulator installiert, womit die Phase des Lasers zur Beschleunigerreferenz variiert werden kann. Nach jedem Hochfrequenzmischer folgt ein Tiefpass, der nur den Basisbandanteil passieren lässt, und ein rauscharmer Spannungsverstärker (in der Abbildung mit LN-OPV abgekürzt).

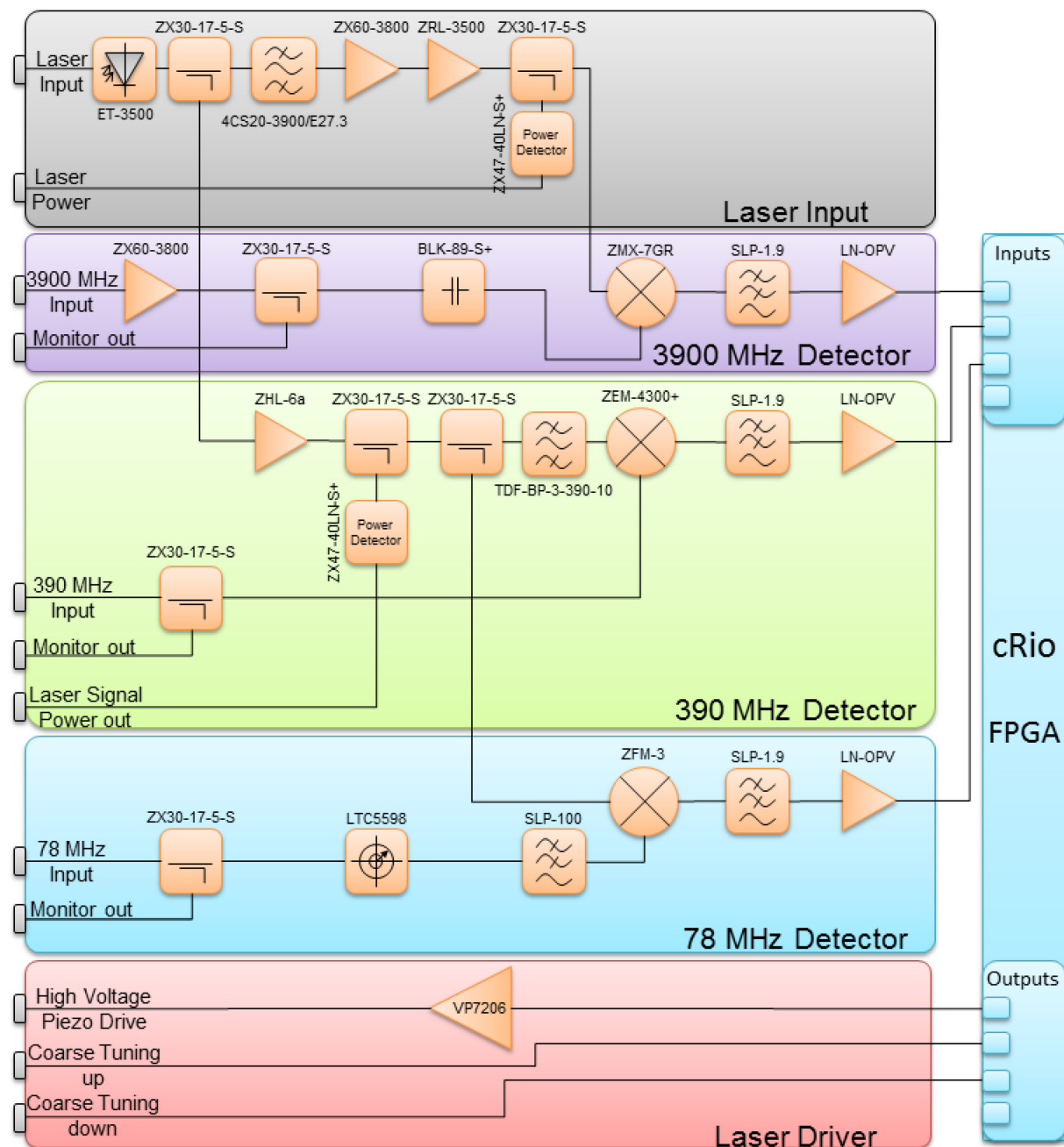


Abbildung 3.10: Schema der Elektronik zur Anbindung des Lasers an ein Hochfrequenzsignal

Die Messsignale werden von einem compactRIO-System (cRIO) erfasst und in dessen internen FPGA-Modul verarbeitet. Der implementierte digitale Regler kann zwischen den einzelnen Phasendetektoren umschalten und dadurch die Frequenz des Lasers stabilisieren.

Der Eingangspegel des Lasersignals und der Referenzsignale wird durch Leistungsmesser erfasst und vom cRIO-System aufgezeichnet. Diese Informationen stehen damit in der grafischen Benutzeroberfläche zur Verfügung. Zugleich wird der Regler automatisch gestoppt, wenn die Eingangsleistung des Referenzsignals oder des Lasersignals unter einen Schwellwert fallen.

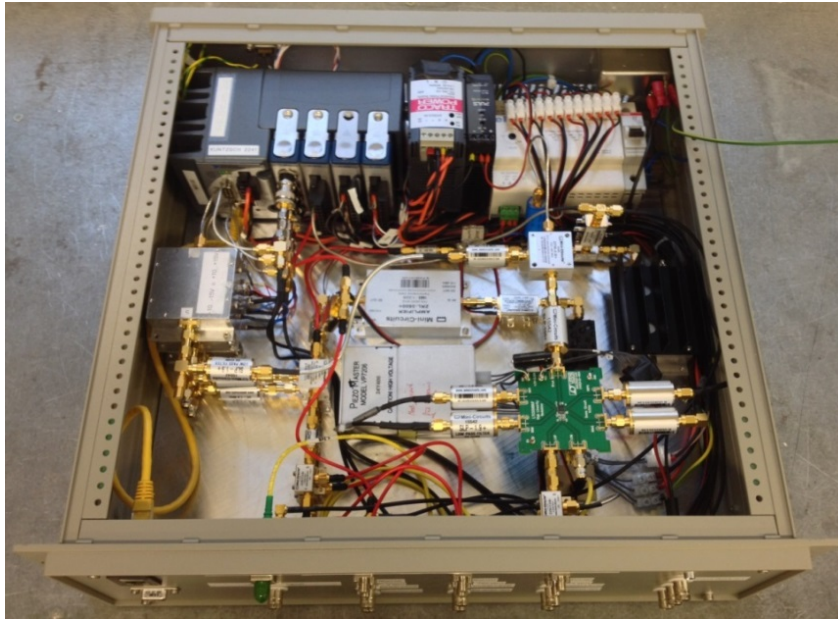


Abbildung 3.11: Aufnahme der eigenentwickelten Laserfrequenzstabilisierung

Für die Kalibrierung des Systems wurden die Detektorsignale bei geöffneter Regelschleife aufgenommen. Abbildung 3.12 zeigt die zugehörigen Kurvenverläufe. Darin lassen sich die unterschiedlichen Empfindlichkeiten erkennen. Frequenzabweichungen der Grundfrequenz von 78 MHz ergeben die fünffache Differenzfrequenz bei 390 MHz und die fünfzigfache bei 3900 MHz. Gleichzeitig wurde das System so optimiert, dass bei den höheren Frequenzen eine höhere Maximalamplitude erreicht wird, was die Empfindlichkeit noch einmal verbessert. Die Signale der Phasendetektoren sind für den frei laufenden Laser in Abbildung 3.12 dargestellt. Die Signale der Phasendetektoren erreichen maximale Auslenkungen von 4 V (78 MHz), 6 V (390 MHz) und 16 V (3900 MHz).

Es hat sich in der Praxis gezeigt, dass die Regelschleife mit der Phasendetektion bei 390 MHz am stabilsten arbeitet. Bei 78 MHz führt wie oben beschrieben die mangelnde Auflösung zu einer geringen Qualität der Anbindung, wohingegen bei 3900 MHz die Messung sehr empfindlich ist. Die hohe Empfindlichkeit macht das System jedoch bei plötzlichen Störungen wie Phasenänderungen und mechanische Erschütterungen des Lasers sehr instabil. Eine langzeitstabile



Anbindung konnte damit bisher nicht erreicht werden. Im Folgenden werden daher die Stabilitätsuntersuchungen mit der Phasendetektion bei der fünften Harmonischen beschrieben. Der empfindliche Kanal bei 3900 MHz eignet sich jedoch für Stabilitätsmessungen und zur Qualifizierung des Gesamtsystems.

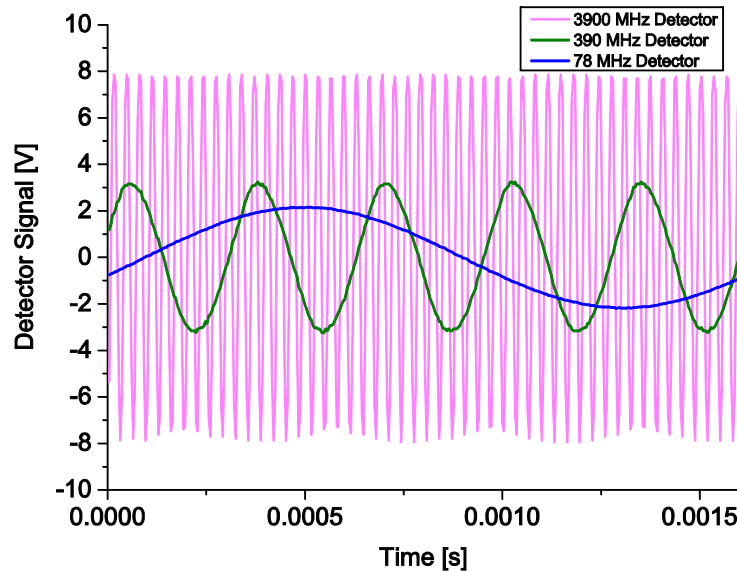


Abbildung 3.12: Signale der Phasendetektoren für den frei laufenden Laser

Für die Langzeitmessung wurde die Hochfrequenzquelle unmittelbar neben der Regelelektronik platziert (vgl. Abbildung 3.13). Damit wurde sichergestellt, dass die gemessenen Schwankungen nur von der Regelung hervorgerufen wurden. Für den Normalbetrieb des Systems werden die Referenzsignale über driftarme Koaxialleitungen (Typ: Andrews FSJ4-50B) von der Referenzquelle (Abschnitt 2.2.3) zugeführt.



Abbildung 3.13: Messaufbau zur Evaluierung der Stabilität der Laser-Hochfrequenz-Anbindung



Für die Messung wurde der Laser auf das 390-MHz-Referenzsignal gelockt und das Ausgangssignal des 3,9-GHz-Phasendetektors sekundlich aufgenommen. Abbildung 3.14 stellt die Messsignale über einen Zeitraum von 22 Stunden dar. Es zeigt sich eine Langzeitdrift von 60 fs Spitze-zu-Spitze. Kurzzeitige Fluktuationen haben eine Amplitude von 20 fs. Es zeigen sich erhöhte Schwankungen beim Einsatz des groben Frequenztrainings, wenn der Piezo-Aktuator einen Grenzwert erreicht hat. Die Bestimmung der Ursache dieser Störungen bedarf weiterer Untersuchungen. Für die Inbetriebnahme des Synchronisationssystems ist die gemessene Stabilität zunächst ausreichend.

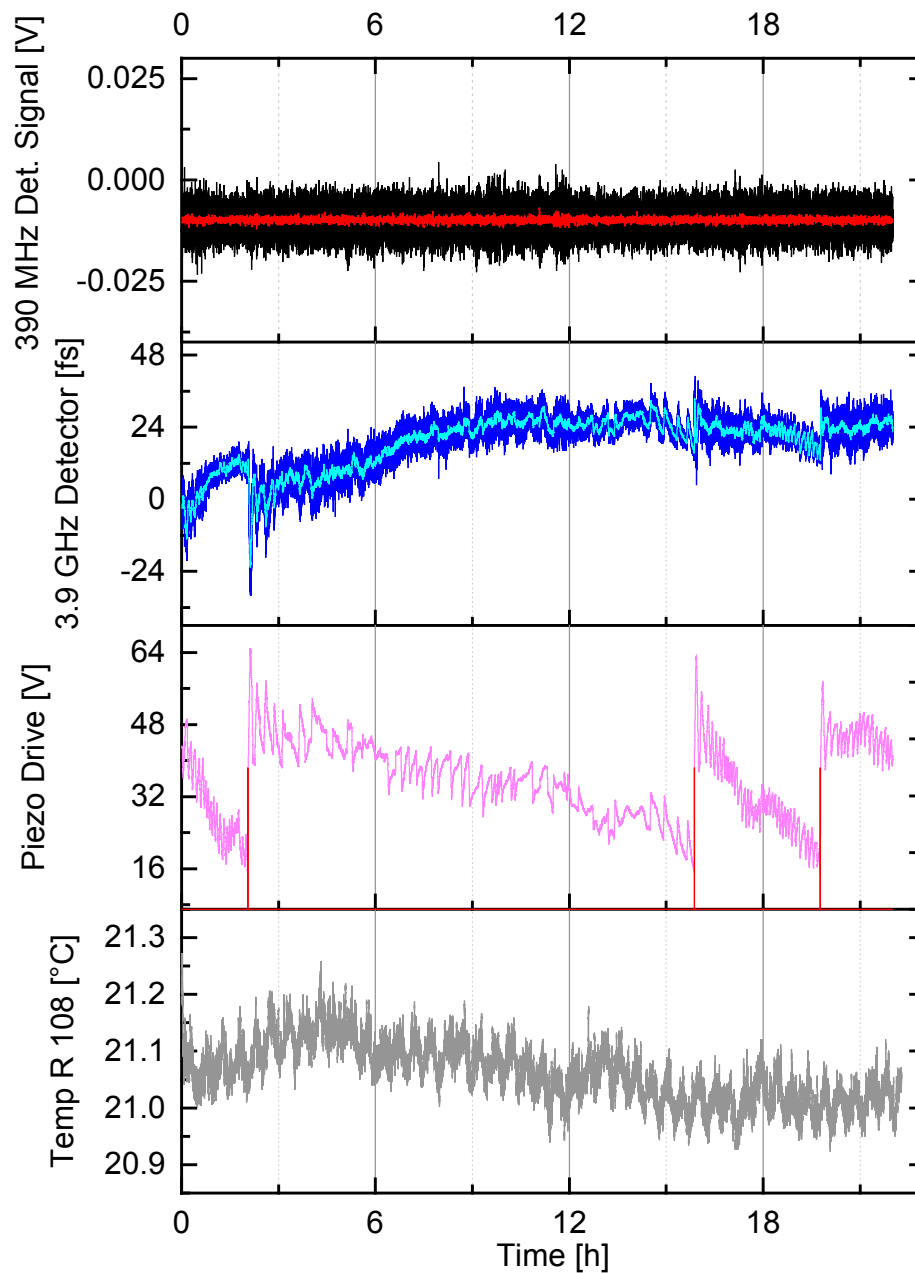


Abbildung 3.14: Messung der Stabilität des Laser-HF-Locks. Dazu wird das Schleifensignal des 390-MHz-Detektors (schwarz) dem Messsignal des 3,9-GHz-Detektors (blau) gegenübergestellt. Dazu die Treiberspannung des Piezo-Elements im Laser (magenta), die Zeitpunkte des Grob-Tunings (rot) und der Temperaturverlauf im Synchronisationslabor (grau).

### 3.2.4 Faserdriftstabilisierung

Der optomechanische Aufbau der Driftstabilisierung – der sogenannten Faserlink – wurde am DESY für den Beschleuniger FLASH entwickelt [23]. Das Design wurde über Jahre hinweg verfeinert und optimiert [33]. Die kompakte Form beinhaltet die Elemente für den optischen Kreuzkorrelator, die Dispersionskompensation, die Polarisationskontrolle und den Ausgleich der Faserdrift. Eine ausführliche Beschreibung und Charakterisierung findet sich in [24]. Im Rahmen einer Kooperationsvereinbarung wurden die Konstruktionszeichnungen an das HZDR übermittelt, welche die Basis des Synchronisationssystems am ELBE bildeten. Die verwendeten optischen Elemente und der Fotodetektor sind am Markt verfügbare Standardteile. Bei der Übertragung des Systems am ELBE wurde darauf geachtet, Sonderlösungen zu vermeiden und auf Kaufteile auszuweichen, wenn es die verfügbare Qualität zuließ. Dies vereinfachte den Aufbau und die Wartung des Systems. Beispielsweise wurde darauf verzichtet, Faserverstärker aus Einzelkomponenten aufzubauen. Stattdessen wurden kommerzielle Module der Firma Photop Technologies eingesetzt. Proprietäre Spannungswandler wurden durch Netzteile hoher Stabilität ersetzt.

Die am DESY verwendeten Versa Module Eurocard (VME)-basierten Systeme zur Datenerfassung und Kontrolle der Stabilisierung konnten auf den ELBE-Beschleuniger nicht übertragen werden. Es handelte sich um nicht-kommerzielle Hardware, die am Ende ihres Produktzyklus angelangt war und gegen MTCA.4-Hardware (Micro Telecommunications Computing Architecture) ersetzt werden sollte. Ihre Funktionalität wurde mit National Instruments (NI)-Hardware abgebildet, wie sie vielfach am ELBE eingesetzt wird. Im Speziellen wurden PXI (PCI eXtensions for Instrumentation)-Geräte verwendet, welche sich durch eine hohe Modularität auszeichnen. Durch die Verwendung einer einheitlichen Hard- und Softwareplattform können Messdaten zwischen verschiedenen Subsystemen des Beschleunigers einfach ausgetauscht werden.

Im Folgenden werden der optische Aufbau sowie die Realisierung der Steuerelektronik und der Softwarekomponenten am ELBE dargestellt.

#### 3.2.4.1 Optischer Aufbau

Der optische Aufbau umfasst die Signalverteilung zu den einzelnen stabilisierten Strecken des Systems sowie den Signalpfad innerhalb der Faserlink-Stabilisierung. Abbildung 3.15 illustriert den Strahlweg und unterstützt die nachfolgende Beschreibung. Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, wurde die ursprünglich geplante Faserauskopplung und Signalverteilung zugunsten einer Mischung aus Freistrahilverteilung und Faserkopplung entfernt. In Abbildung 3.16 werden die Veränderung der Pulsform und des Laserspektrums an einer Fiberdesk-Simulation dargestellt, die die Grundlage für die Anordnung der optischen Elemente bildete.

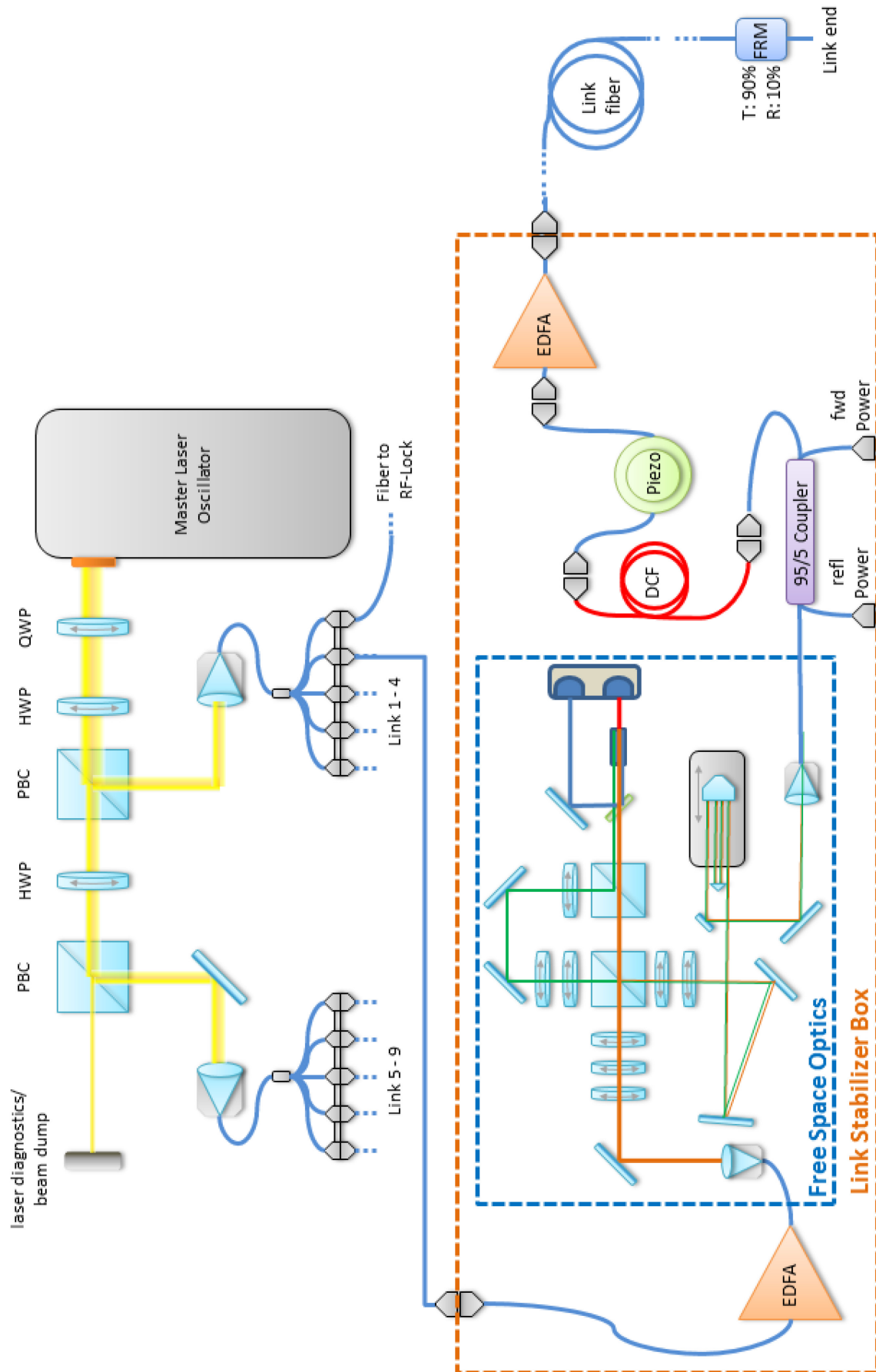


Abbildung 3.15: Schema der Leistungsverteilung des Laserreferenzsignals und des Strahlwegs innerhalb eines Faserlinks

Das Lasersignal wird aus dem Laseroszillator ausgekoppelt und über polarisierende Strahlteiler (engl. polarizing beam cube – PBC) in der Leistung aufgeteilt. Über Wellenplatten vor den Strahlteilern lässt sich die Leistung der beiden Strahlwege variieren. Während in Geradeausrichtung der nächste Teiler folgt, wird in Ablenkrichtung der Strahl in einen Lichtwellenleiter eingekoppelt. Es werden 20 mW Laserleistung für diesen ersten Abzweig verwendet. Nach 15 cm Faserstrecke wird das Signal mit einem Faserkoppler gleichmäßig auf fünf Ausgänge aufgeteilt. Die zusätzliche Dämpfung des Kopplers von 0,1 dB ist an dieser Stelle zu vernachlässigen. Sämtliche Verbindungen nach dem Koppler besitzen die identische Länge, wodurch mögliche Temperatur- und Luftfeuchteschwankungen an jedem Ausgang zum gleichen Laufzeitunterschied führen. Der erste Faserausgang wird als Referenz für die Regelelektronik zur Ankopplung an den Hochfrequenzoszillator genutzt. Die gesamte optische Signalverteilung befindet sich damit innerhalb der Regelschleife der Laser-Hochfrequenzankopplung und wird vollständig kompensiert. Variationen zwischen verschiedenen Faserlinks werden durch die thermische Kopplung über den Lasertisch minimiert. Die Ausgangsleistung an den Faserausgängen beträgt 4 mW, was sich im Experiment hinsichtlich spektraler Verbreiterung und Dispersion als optimal erwiesen hat und durch die Fiberdesk-Simulation gestützt wird.

Die Strahlverteilung bietet die Möglichkeit, fünf weitere Faserlinks nach diesem Schema zu betreiben. Dafür folgen dem ersten polarisierenden Strahlteiler noch ein weiterer sowie ein Kollimator mit Faserkoppler. Das nicht genutzte Lasersignal in Geradeausrichtung wird mit einem Strahlfänger in Wärme umgesetzt. Diese Position bietet weiterhin die Möglichkeit, Diagnoseelemente wie Autokorrelator, Spektrometer, Leistungsmesser oder Fotodioden zu installieren, ohne das Synchronisationssystem zu beeinflussen. Zudem kann an dieser Stelle das Lasersignal, wie im Abschnitt 3.2.5 beschrieben, als Referenz für Stabilitätsmessungen von Faserlinks verwendet werden.

Am Eingang eines Faserlinks ist jeweils ein Faserverstärker installiert, welcher den Signalpegel auf etwa 30 mW erhöht. Die Verstärkung wird während der Inbetriebnahme für jeden Link individuell optimiert, um ein bestmögliches Detektorsignal zu erhalten und die spektrale Verbreiterung zu minimieren.

In dieser Konfiguration verbreitert sich das Lasersignal durch chromatische Dispersion auf nur etwa 250 fs und das Laserspektrum bleibt nahezu erhalten. Dies sind optimale Voraussetzungen für die Propagation durch den Link und die folgende Dispersionskompensation.

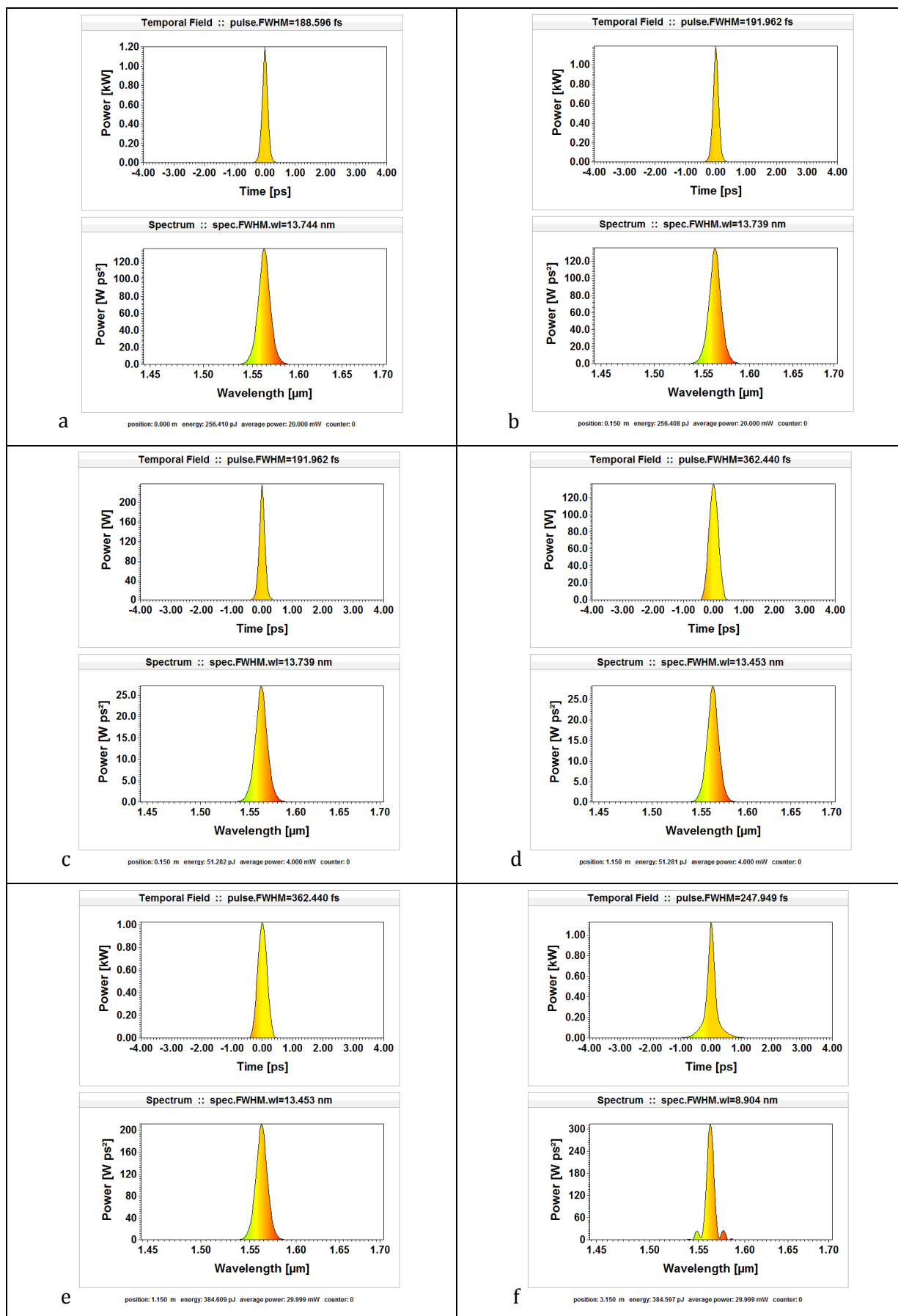


Abbildung 3.16: Entwicklung von Laserpulslänge und Spektrum beim Durchlaufen der optischen Verteilung

Nach dem Faserverstärker (engl. erbium doped fiber amplifier – EDFA) wird das Eingangssignal aus der Faser ausgekoppelt und durchläuft die Freistrahlelemente auf der optischen Platte. Abbildung 3.17 zeigt den Strahlverlauf des Lasersignals auf der optischen Platte der Faserlink-Stabilisierung. Die Farbgebung ist analog zur Skizze in Abbildung 3.15. Das Eingangssignal vom Laseroszillator (orange) wird im ersten polarisierenden Strahlteiler in der Leistung aufgeteilt. Ein Teil des Signals durchläuft die optische Verzögerungsstrecke und wird in die Linkfaser eingekoppelt. Am Ende der Faser befindet sich ein halbdurchlässiger Spiegel, kombiniert mit einem Faraday-Rotator, welcher die Polarisation des reflektierten Signals um 90 Grad dreht. Dies erlaubt die Trennung von vor- und rücklaufender Welle im ersten polarisierenden Strahlteiler und die Überlagerung mit dem Referenzsignal im zweiten. Das reflektierte Lasersignal (grün) erzeugt bei Koinzidenz mit dem Referenzsignal im optischen Kristall ein Mischprodukt bei der halben Wellenlänge, also 782 nm. Die Beschichtung auf der Rückseite des Kristalls lässt das Mischsignal passieren, während die beiden Eingangssignale reflektiert werden und die Wellenmischung erneut abläuft. Beide Mischprodukte werden von einem balancierten Fotodetektor erfasst. Seine Ausgangsspannung bildet damit die Ankunftszeit der reflektierten Pulse ab und ist die eigentliche Messgröße des Aufbaus sowie Grundlage für die aktive Stabilisierung.

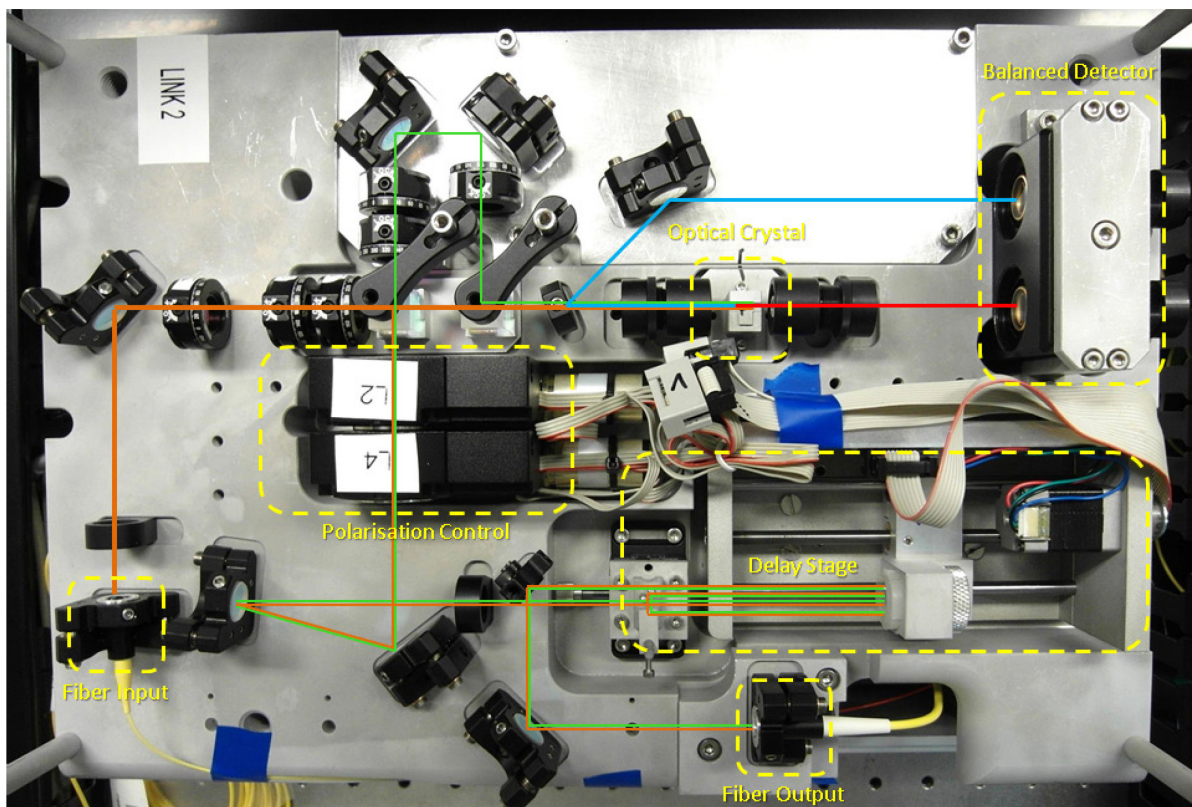


Abbildung 3.17: Optikplatte der Faserlink-Stabilisierung mit Skizzierung des Strahlwegs: einkommender Strahlweg vom Laseroszillator (orange), reflektiertem Signal vom Linkende (grün), erstem (rot) und zweitem (blau) Produkt des Wellenmischens

Der mit einem sogenannten Retroreflektor bestückte, motorisierte Linearantrieb verfügt über einen Fahrweg von 50 mm. Der Strahlengang ist innerhalb der Verzögerungsstrecke viermal gefaltet. Die Strecke wird in Vorwärts- und in Rückwärtsrichtung jeweils einmal durchlaufen, was zu einer maximalen zeitlichen Verschiebung von 1,34 ns führt. Der begrenzte Dynamikbereich des Piezo-Streckers wird somit erweitert, um die am ELBE auftretenden Schwankungen eines Jahres kompensieren zu können.

Der Polarisationszustand am Ende der Faserstrecke lässt sich stufenlos über ein Wellenplattenpaar variieren. Über eine entsprechende Regelung können Änderungen des Polarisationszustandes kompensiert werden. Der im Kapitel 4 beschriebene Ankunftszeitmonitor benötigt neben der zeitlichen Stabilität des Lasersignals auch eine definierte Eingangspolarisation.

Die massive Optikplatte kann hochgeklappt und arretiert werden. Der darunter befindliche Raum nimmt die benötigten Faserkomponenten auf. Dazu gehören der Faserkoppler, eine Spule mit dispersionskompensierender Faser, zwei optische Verstärker und der Piezo-Faserstrecke. Damit die Aufbauten wartungsfreundlicher gestaltet sind, wurde die Diagnoseelektronik in einen 19-Zoll-Einschub ausgelagert. Die Faserverstärker sind kommerzielle Produkte, wie sie in der Kommunikationstechnik breite Verwendung finden. Sie werden über eine serielle Verbindung angesteuert und bieten die Möglichkeit, den Pumpstrom zu variieren. Die kompakten Geräte werden über ein eingebautes Peltier-Element mit 0,1 K Präzision temperaturstabilisiert und verfügen über Diagnostik zur Messung der Eingangsleistung, Ausgangsleistung, Verstärkung und des Pumpstroms.

Die einzelnen Faserkomponenten sind über FC/APC-Steckverbinder miteinander verbunden, was den raschen Austausch einzelner Komponenten ermöglicht. Zudem bietet sich so die Möglichkeit, bei der Fehlersuche nach jedem Element die Steckverbindung aufzutrennen und das Lasersignal zu charakterisieren. Gegenüber festen Spleißverbindungen sind die Übergangsverluste etwa 0,1 bis 0,3 dB höher. Der Leistungsverlust lässt sich jedoch durch eine entsprechend erhöhte Verstärkung der Faserverstärker einfach ausgleichen. In Abbildung 3.15 sind die Faserkomponenten eines Stabilisier-Moduls schematisch dargestellt und Abbildung 3.18 zeigt die Anordnung der Komponenten im Faserlink 3. Die Ausgänge des Faserkopplers sind auf optische Durchführungen in der Linkmechanik geführt. Über Lichtwellenleiter werden diese Signale an die Diagnoseelektronik übertragen. Diese Ausgänge können jedoch auch genutzt werden, um den vorlaufenden und rücklaufenden Pulsstrom während des Faserlink-Betriebs zu charakterisieren. So ist es möglich, Pulslängenänderungen und Verschiebungen des optischen Spektrums bei wechselnden Betriebsbedingungen zu beobachten.



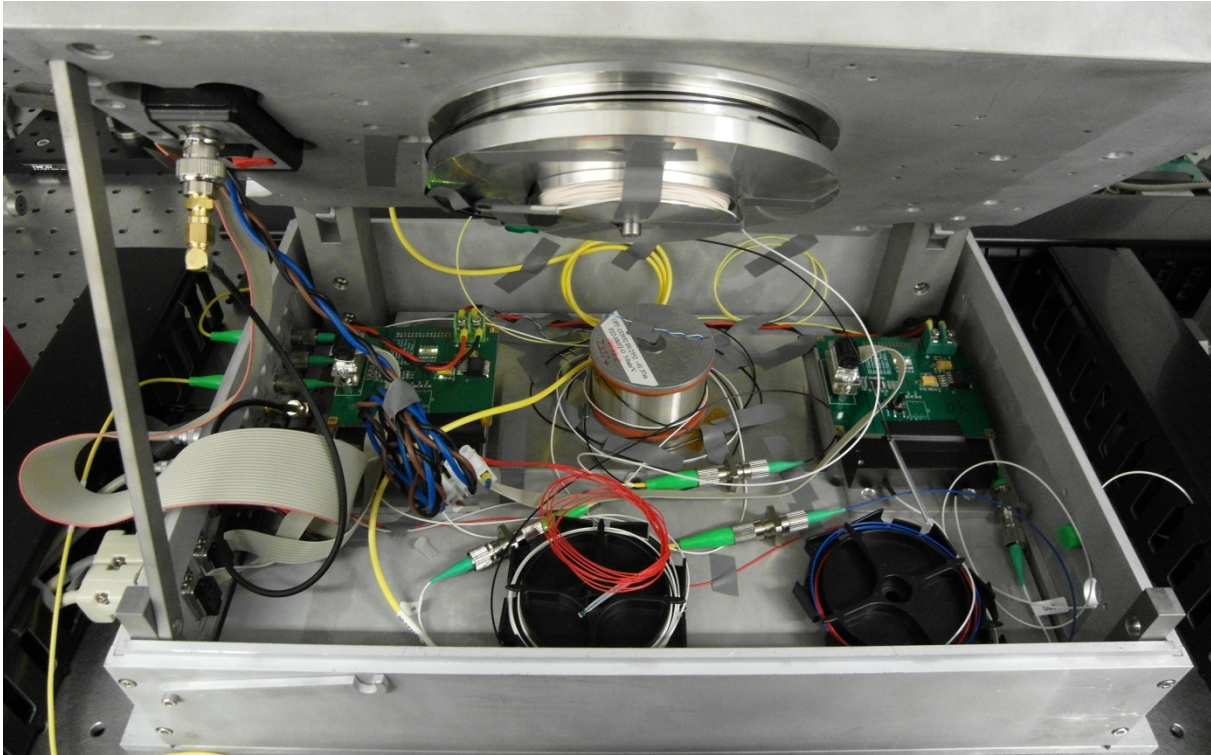


Abbildung 3.18: Aufnahme der Faserebene eines Faserlinks. Erkennbar sind die beiden Faserverstärker, der Piezo-Strecker und die an die obere Optikplatte montierte DCF-Spule.

### 3.2.4.2 Linkelektronik

Die für den Betrieb eines Faserlinks am ELBE benötigte Elektronik gliedert sich in zwei Bereiche. Der erste Bereich umfasst die schnelle Erfassung und Kompensation der Faserdrift innerhalb der Faserstrecke. Dazu muss das Ausgangssignal des balancierten Detektors digitalisiert, durch einen Regler verarbeitet und der Piezo-Treiber angesteuert werden. Für diese Aufgabe wird ein FPGA mit vorgeschaltetem ADC/DAC-Modul verwendet. Das Basisband-Transceiver-Modul NI 5781R bietet eine Eingangsbandbreite von 40 MHz und eine Abtastrate von 100 MS/s bei 14 Bit Auflösung. Der Eingangsbereich umfasst 2 V Spitze-zu-Spitze, was zu 122  $\mu\text{V}$  minimaler Schrittweite für die Quantisierung führt. Der DAC-Ausgang hat bei sonst gleichen Parametern eine Auflösung von 16 bit.

Das Analogsignal der Kreuzkorrelation wird mit maximaler Abtastrate digitalisiert und an den FPGA (NI PXI-7951R) übertragen. Die dort ablaufenden Prozesse sind im Abschnitt 3.2.4.3 beschrieben. Das Ausgangssignal wird mit einem Hochspannungstreiber verstärkt und steuert den Piezo-Strecker an.

Der zweite Bereich beinhaltet die notwendige Analogelektronik für die Faserlinks. Sie wurde separat in 19-Zoll-Einschübe mit drei Höheneinheiten untergebracht. Jeder Einschub beinhaltet dabei die Elektronik für zwei Links. Abbildung 3.19 zeigt schematisch die verwendeten Komponenten und deren Anordnung.



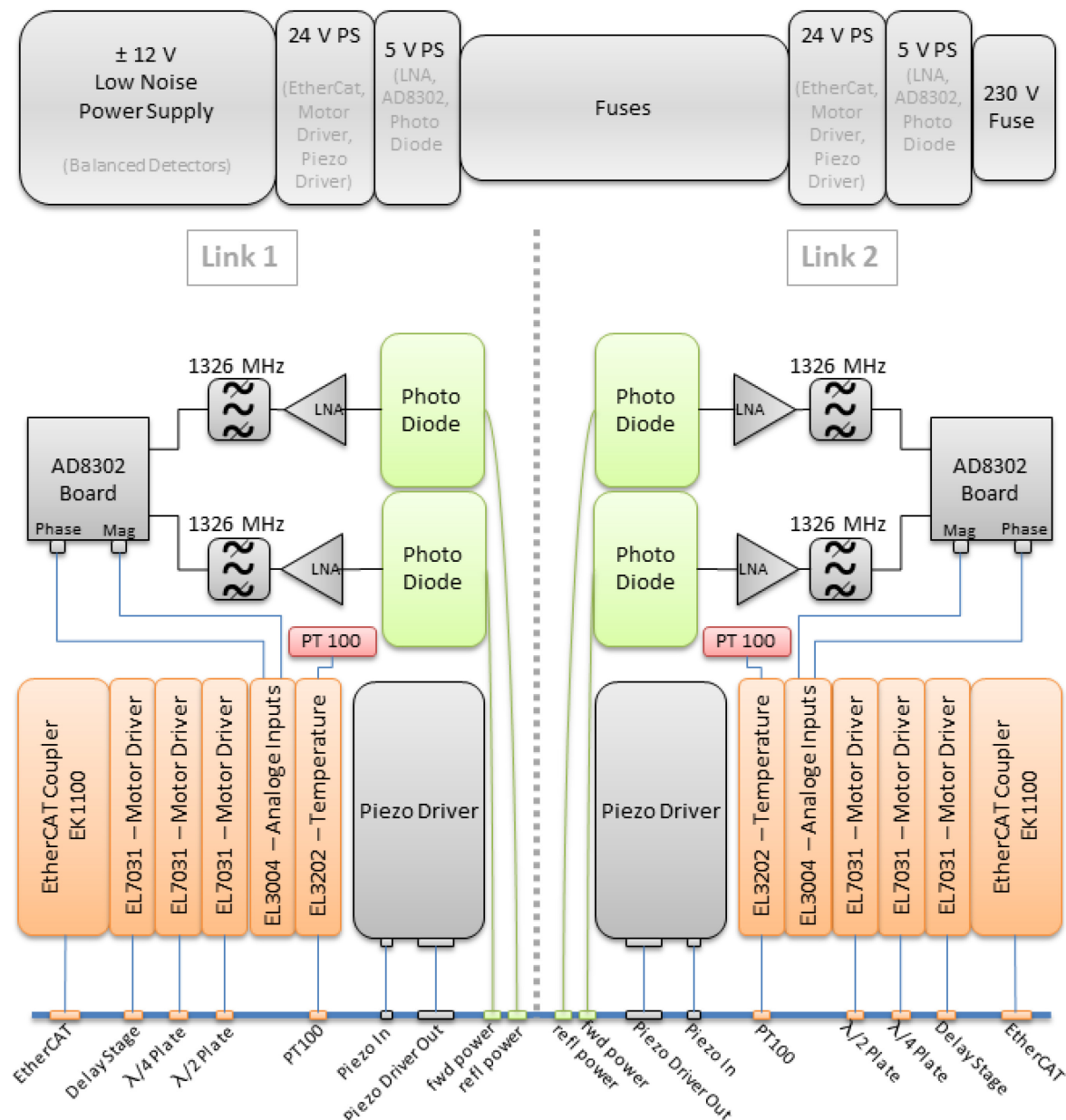


Abbildung 3.19: Schematische Darstellung der Elektronikkomponenten und deren Verbindungen für zwei Faserlinks in einem 19-Zoll-Gehäuse

Ein Drittel des verfügbaren Raumes wird von Netzteilen eingenommen. Sie versorgen die einzelnen Komponenten mit der nötigen Versorgungsspannung. Für die Ansteuerung der Schrittmotoren der optischen Verzögerungsstrecken werden Motortreiber der Beckhoff Automation GmbH & Co. KG verwendet welche mit einer EtherCAT-Kopfbaugruppe angesteuert werden. Die Beckhoff-Station wurde zudem um eine Messbaugruppe erweitert, die die Temperatur in der Faserlink-Mechanik und am Hochspannungsverstärker aufnimmt. Die Signale vom optischen Koppler werden mittels Lichtwellenleiter zugeführt. Jeweils ein Fotodetektor (EOT ET 3010) wandelt die Signale für vorlaufende und rücklaufende Pulszüge in elektrische Impulse um. Die Signale werden verstärkt und die Harmonische bei 1326 MHz mit keramischen Filtern isoliert. Die Phasenbeziehung und der Amplitudenunterschied werden mit einem integrierten

Schaltkreis – dem AD8302 – erfasst und von einer Analog-Eingangsklemme digitalisiert. Der Phasenmesswert dient bei der Inbetriebnahme eines Faserlinks als Richtwert zur ungefähren Positionierung der optischen Verzögerungsstrecke. Durch Kenntnis der Phasenbeziehung von vor- und rücklaufender Welle bei zeitlichem Überlapp im optischen Kristall kann diese gezielt eingestellt werden.

Für die Ansteuerung der Piezo-Faserstrecke werden kommerzielle Module der Firma Viking Industrial Products verwendet, die hinsichtlich Betriebsspannung, Spannungsbereich, Verstärkung und Offset für jede Anwendung angepasst werden können. Die Spannungsstabilität beträgt 5 mV (RMS) bei Verwendung der rauschoptimierten Verstärkervariante. In Verbindung mit den eingesetzten Piezo-Streckern mit einer Übersetzung von 19 fs/V setzten sich diese Schwankungen in maximal 100 as zeitliche Variation der Laserpulse um.

Durch die Verwendung diskreter Bauteile können leicht einzelne Funktionsgruppen ausgetauscht werden, was die Wartung und Reparatur vereinfacht. Durch die Auslagerung der Elektronik muss die Faserlinkmechanik zudem nicht geöffnet werden.

Abbildung 3.20 gewährt einen Einblick in einen eigenentwickelten Elektronik-Einschub für zwei Faserlinks. Die Anordnung der Komponenten entspricht der schematischen Darstellung in Abbildung 3.19.

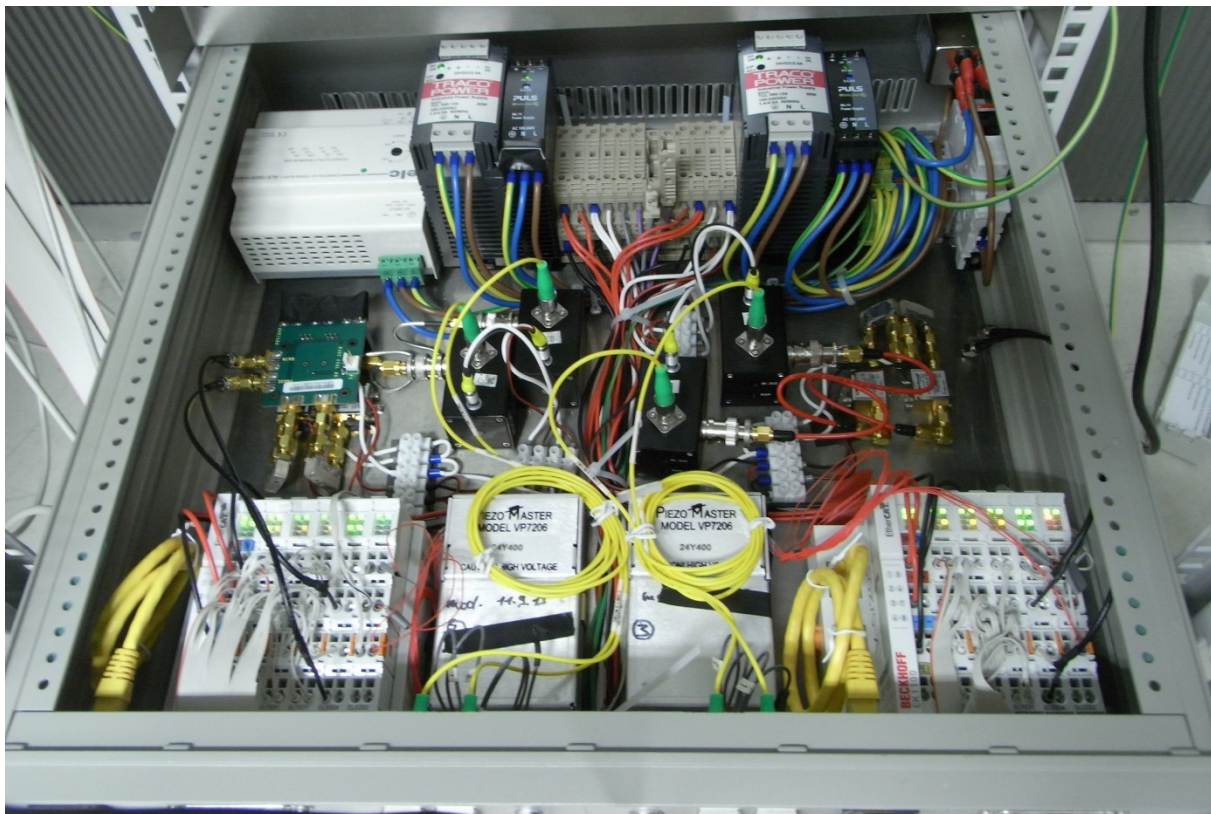


Abbildung 3.20: Aufnahme eines eigenentwickelten Elektronik-Einschubs für zwei Faserlinks

### 3.2.4.3 Software

Für die Steuerung der Faserlinks wird eine modulare Architektur der Softwarekomponenten verwendet. Die einzelnen Programmteile kommunizieren über den Austausch von Variablen, arbeiten jedoch unabhängig voneinander. Dieser segmentierte Aufbau ermöglichte die parallele Entwicklung von Hard- und Softwarekomponenten für das System. Abbildung 3.21 veranschaulicht die Funktionseinheiten in einem Blockdiagramm.

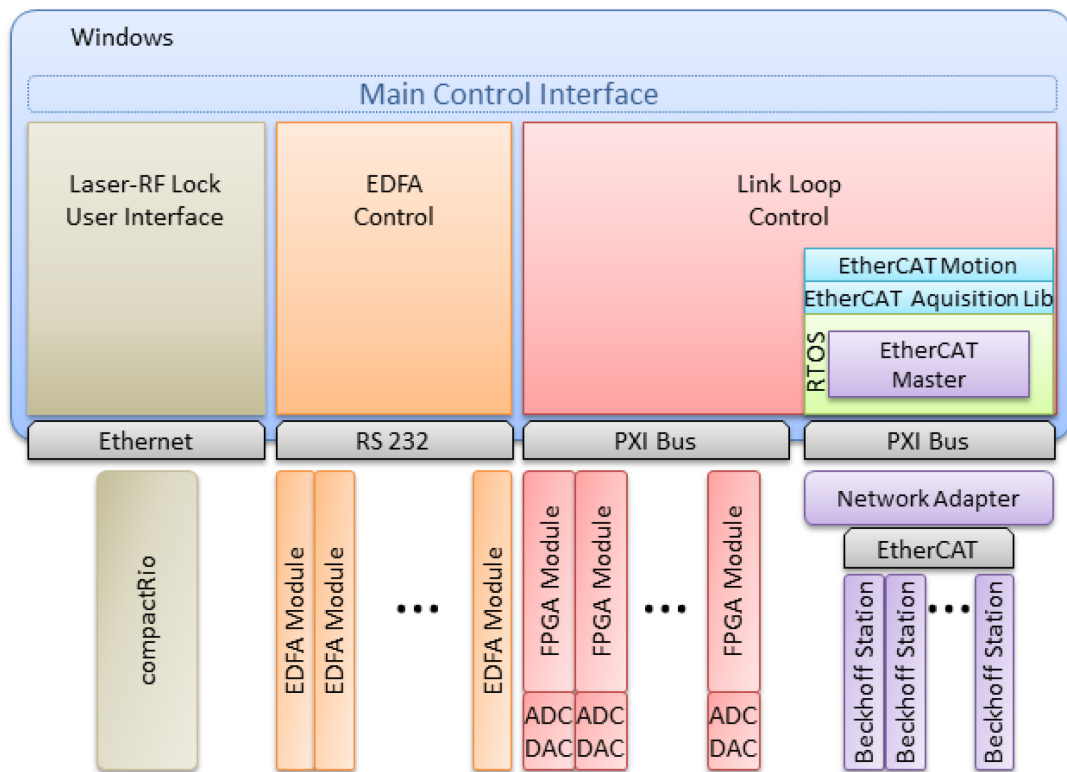


Abbildung 3.21: Schema der verwendeten Softwaremodule und deren Schnittstellen zu Hardwarekomponenten

Auf dem Kontrollrechner werden zwei Betriebssysteme parallel ausgeführt. Das erste ist eine Windows-7-Installation, die die LabVIEW-Umgebung und grafische Benutzeroberfläche zur Verfügung stellt. Das zweite ist ein Echtzeitbetriebssystem (engl. real time operating system – RTOS), welches die Plattform für einen EtherCAT-Master ist. EtherCAT ist ein Feldbussystem, das Ethernet-Hardware benutzt und eine hohe Echtzeitfähigkeit erreicht. Es wird für die Kommunikation zwischen Kontrollrechner und Beckhoff-Stationen eingesetzt, welche die Schrittmotorentreiber, Temperaturklemmen und Analog-Eingangsklemmen eines Faserlinks umfassen. Die schnelle Regelung der Faserlinks wurde mit schnellen FPGA-Modulen realisiert. Sie operieren unabhängig vom restlichen System und tauschen mit diesem nur Zustandswerte und Steuerbefehle aus. Im Anhang sind die einzelnen Programmkomponenten beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit für das System entwickelt wurden.

### 3.2.5 Charakterisierung des Synchronisationssystems

Bei der Inbetriebnahme des Synchronisationssystems muss das Detektorsignal des optischen Kreuzkorrelators optimiert werden. Das heißt, die Amplitude sollte möglichst hoch und störungsfrei sein. Dadurch ergibt sich eine hohe Steilheit des Flankenübergangs in der Mitte. Dieser definiert die Auflösung des Systems, denn anhand dessen werden zeitliche Änderungen in Spannungswerte übertragen. Abbildung 3.22 zeigt ein Beispiel für ein optimiertes Detektorsignal. Die Flankensteilheit wurde zu 3,5 mV/fs bestimmt. Zusätzlich sollte das Signal symmetrisch um den Nullpunkt (balanciert) sein, um von Amplitudenänderungen der Lasersignale in erster Ordnung unabhängig zu sein. Der Arbeitspunkt für die Regelung liegt aus dem gleichen Grund gewöhnlich in der Mitte des Signals bei 0 V.

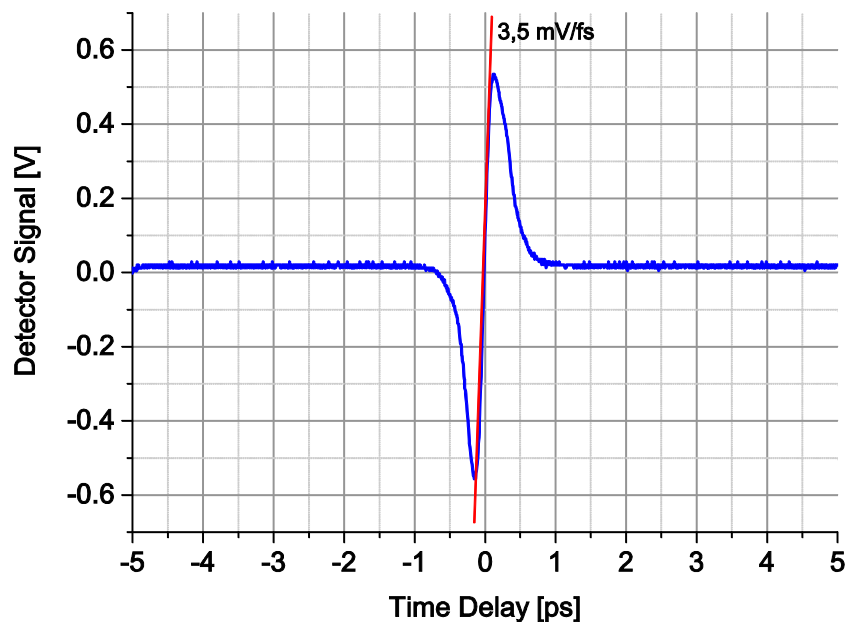


Abbildung 3.22: Kreuzkorrelatorsignal eines Faserlinks

Für die Evaluierung der Langzeitstabilität eines Faserlinks – hier exemplarisch für Faserlink 3 – wurde das Faserende wieder zurück in das Synchronisationslabor geführt. Mit Hilfe eines zweiten optischen Kreuzkorrelators, der außerhalb der Regelschleife liegt (engl. out-of-loop – ooL), wurde die zeitliche Verschiebung gegenüber dem Laser bestimmt. Gleichzeitig wurden die Stellwerte des schnellen Piezoelements, die Position der optischen Verzögerungsstrecke und die Temperatur im Labor protokolliert. Abbildung 3.23 zeigt den schematischen Aufbau der Messung. Der ooL-Detektor wurde am Ende der optischen Verteilung platziert, wo in der Anordnung Raum für Diagnoseelemente geschaffen wurde. Die Faserstrecke von 100 m Länge führte durch den angrenzenden Elektronikraum und über das Dach des Strahlenschutzbereichs im Beschleuniger zurück in das Synchronisationslabor. Teilweise war die Faser damit in einem aktiv temperaturstabilisierten Bereich verlegt.

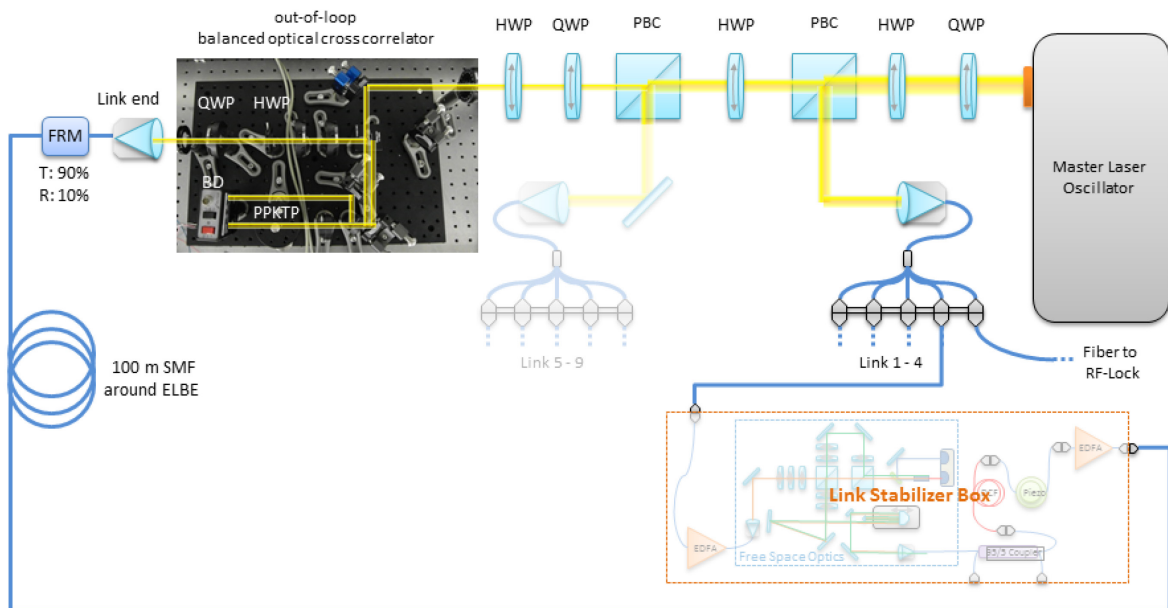


Abbildung 3.23: Schema der Driftmessung eines stabilisierten Faserlinks, abgeleitet von Abbildung 3.15

Abbildung 3.24 stellt die Ergebnisse der Out-of-loop-Messung über einen Beobachtungszeitraum von zwei Stunden grafisch dar. Es zeichnet sich deutlich eine Wellenstruktur im Messsignal ab, die mit der periodischen Schwankung der Raumtemperatur im Synchronisationslabor korreliert. Temperaturänderungen von 0,2 K setzen sich in Phasenschwankungen von 13 fs um. Ursache sind die ausschließlich passiv stabilisierten Verbindungen im System. Die Faserstrecken von der optischen Verteilung bis zum Faserlink (2 m) und die Verbindung zwischen Link-Ende-Spiegel (FRM) und Auskopplung (1 m) befinden sich außerhalb der Regelschleife und sind damit nicht aktiv stabilisiert. Zudem wurde der ooL-Detektor im Labor installiert, wodurch er den gleichen Temperaturschwankungen unterworfen ist.

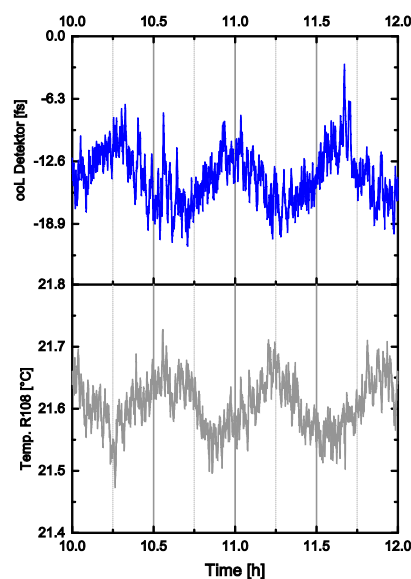


Abbildung 3.24: Korrelation zwischen Faserdrift (blau) und Labortemperatur (grau)



Abbildung 3.25 zeigt das Ergebnis der Stabilitätsmessung und die Werte der Aktuatoren jeweils mit einer Auflösung von einem Messpunkt pro Sekunde über einen Beobachtungszeitraum von einem Tag. Der Faserlink weist eine zeitliche Drift von 44 fs Spitze-Spitze auf, wobei die Kurzzeitstabilität über eine Stunde mindestens 15 fs Spitze-Spitze beträgt.

Ein Abschnitt von etwa 30 m der Versuchstrecke wurde innerhalb des Synchronisationslabors und des benachbarten Elektronikraumes verlegt. Beide Räume werden von der gleichen Klimaanlage versorgt, womit sie einen identischen Temperaturverlauf aufweisen. Deutlich wird dies an der Ansteuerung des Piezo-Elementes, die weitestgehend parallel zum Regelzyklus der Temperaturstabilisierung verläuft.

Der Einfluss der Luftfeuchte wird hier nicht betrachtet, da diese nicht mit der installierten Klimaanlage geregelt werden kann. Zudem sind Messmittel zur Aufzeichnung der Luftfeuchte noch nicht installiert. Der Einfluss der relativen Luftfeuchte auf die nicht aktiv stabilisierten Faserabschnitte beläuft sich auf etwa 5 fs/% [34].

Im Kurvenverlauf sind periodisch auftretende sprunghafte Änderungen des Timings markant. In einem Abstand von etwa sieben Stunden wird eine Korrektur der Laufzeit von etwa 74 ps erforderlich. Die Erregung ist jedoch nur von kurzer Dauer und nach etwa einer Stunde wird der Ausgangswert wieder erreicht (vgl. Abbildung 3.26). Die Störungen wurden durch rasches Abkühlen der Faser mit kaltem Stickstoffgas hervorgerufen. Die Strecke wurde für diese Testmessung außerhalb der üblichen Kabelführungskanäle in der Nähe des Stickstoffzwischenpuffers verlegt. Der Puffer wird periodisch neu befüllt, wobei stets kaltes Gas entweicht und die Umgebung abkühlt. Abbildung 3.27 zeigt den Stickstoffüberlauf während eines Füllzyklus und schematisch den Verlauf der Testfaser. Auf dem Foto erkennt man deutlich die Wolke des ausströmenden Gases. Abbildung 3.28 dokumentiert die periodische Öffnung des Füllventils, in dessen Folge das Gas freigesetzt wird. Die zeitlichen Abstände entsprechen den in Abbildung 3.25 auftretenden Störungen.

Das Ergebnis dieser Messung wird hier trotz der Störungen gezeigt, da es sehr gut die Robustheit des Systems dokumentiert. Die schnellen Änderungen werden vollständig durch den Piezostrecke und die optische Verzögerungsstrecke kompensiert, sodass keine Änderungen in der ool-Messung zu beobachten sind.

Für den Routinebetrieb werden die Fasern selbstverständlich nicht neben bekannten Störquellen platziert, sondern in geschlossenen Kabelkanälen auf dem Beschleunigerdach. Trotzdem sind sie langsamen Temperaturschwankungen ausgesetzt, die bis zu 10 K betragen können, was zu einer Faserdrift von mehreren 10 ps führt (vgl. Abschnitt 2.3.3).

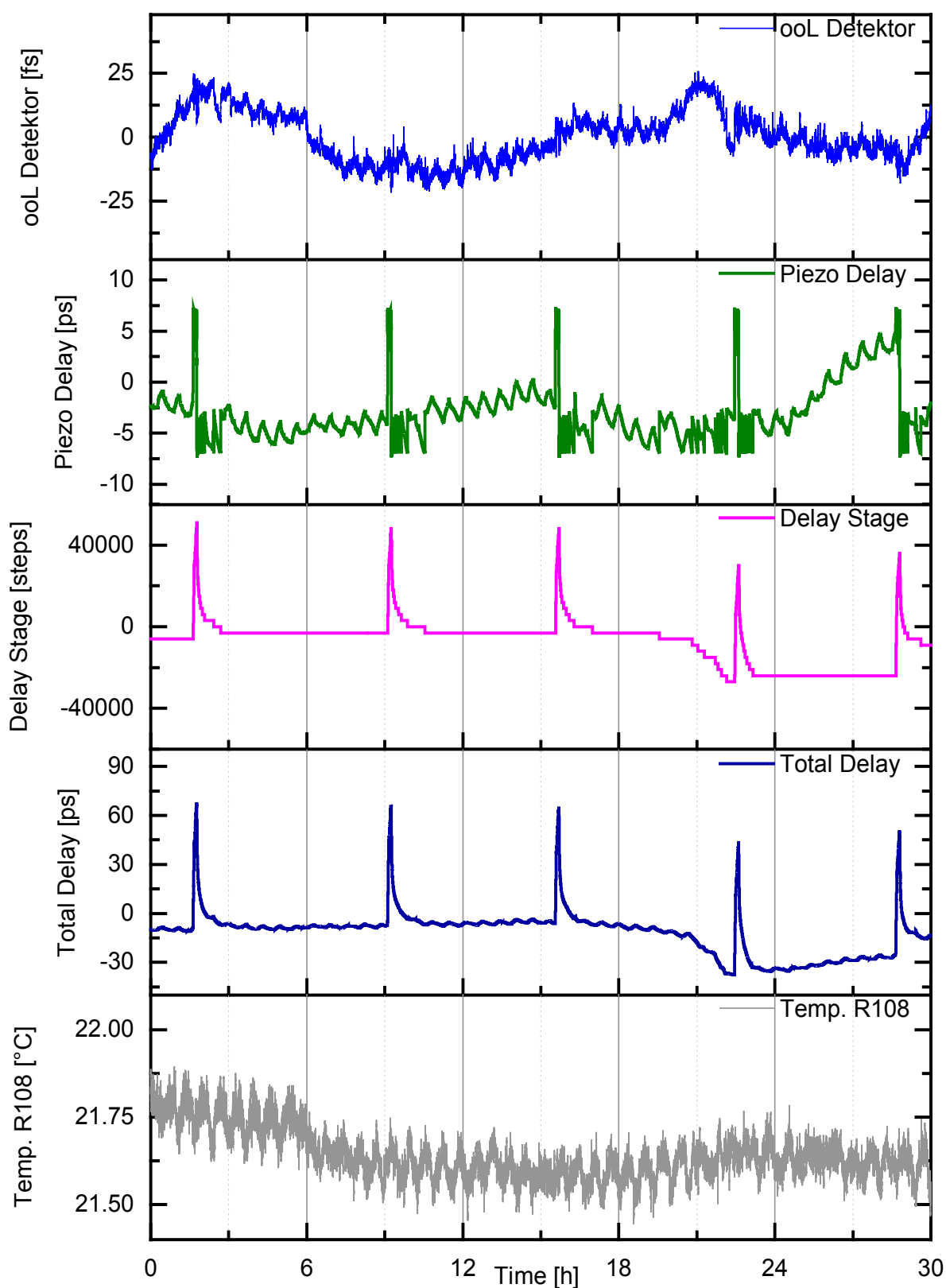


Abbildung 3.25: Langzeitdriftmessung einer stabilisierten Faserstrecke gegenüber dem Laseroszillator (blau); darunter die zeitliche Verschiebung durch den Piezo (grün), die optische Verzögerungsstrecke (rot) und die resultierende Gesamtverzögerung (violett); dazu der Temperaturverlauf im Synchronisationslabor (grau).

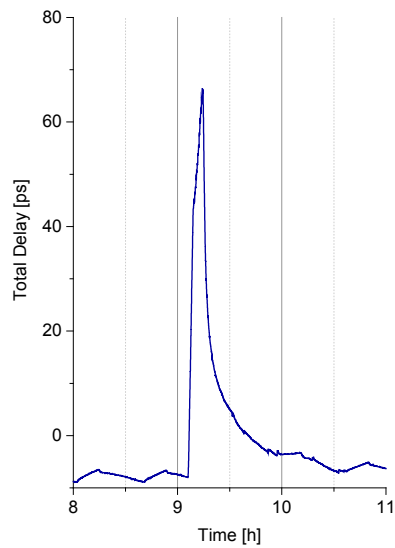


Abbildung 3.26: Vergrößerung einer sprunghaften Timing-Änderung

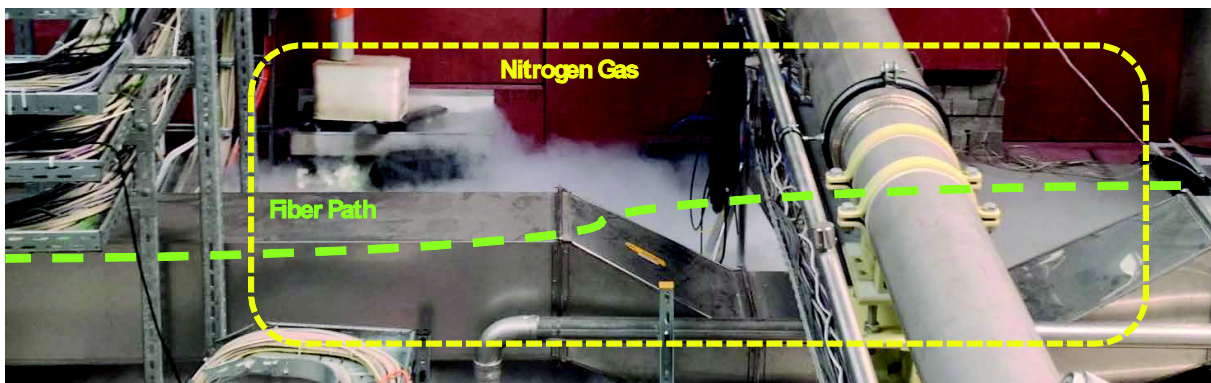


Abbildung 3.27: Aufnahme des ausströmenden Stickstoff-Gases während eines Füllzyklus des Ausgleichsgefäßes, dazu gekennzeichnet der Verlauf der Testfaser

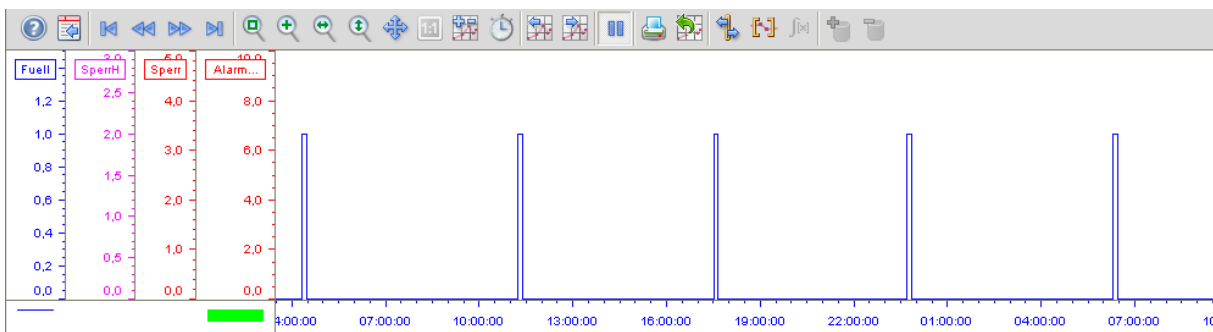


Abbildung 3.28: Füllzyklus des Stickstoffpuffers über einen Zeitraum von 30 Stunden



## 4 Ankunftszeitmonitor

---

### 4.1 Motivation

Im vorangegangenen Kapitel wurde beschrieben, wie die Stabilisierung der Referenzsignalverteilung für externe Laserquellen erfolgt, damit diese eine minimale Drift gegenüber der Beschleunigerreferenz aufweisen. Um zeitlich hochaufgelöste Experimente mit dem Elektronenstrahl oder der generierten Sekundärstrahlung zu ermöglichen, muss jedoch auch dessen konstante Ankunftszeit am Versuchsaufbau gewährleistet werden. Für die Messung der Ankunftszeit und eine spätere Driftkompensation werden Diagnosestationen benötigt, die die Ankunftszeit mit wenigen 10 fs Präzision auflösen können. Zudem ermöglicht die präzise Messung der Ankunftszeit bei Experimenten, die stark von Zeitjitter dominiert sind, eine nachträgliche Sortierung der Ergebnisse. Experimente, die eine Bunchkompression erfordern, stellen erhöhte Anforderungen an die Stabilität des Beschleunigers (vgl. Abschnitt 2.1). Abhängig vom Grad der Kompression setzen sich Instabilitäten der einzelnen Beschleunigerkomponenten unterschiedlich in Änderungen der Ankunftszeit um. In Kapitel 6 werden verschiedene Aspekte für den ELBE-Beschleuniger diskutiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Prototyp eines Ankunftszeitmonitors für den ELBE-Beschleuniger entwickelt, der Messungen im CW-Modus sowie an einzelnen Elektronenpulsen mit hoher Präzision ermöglicht.

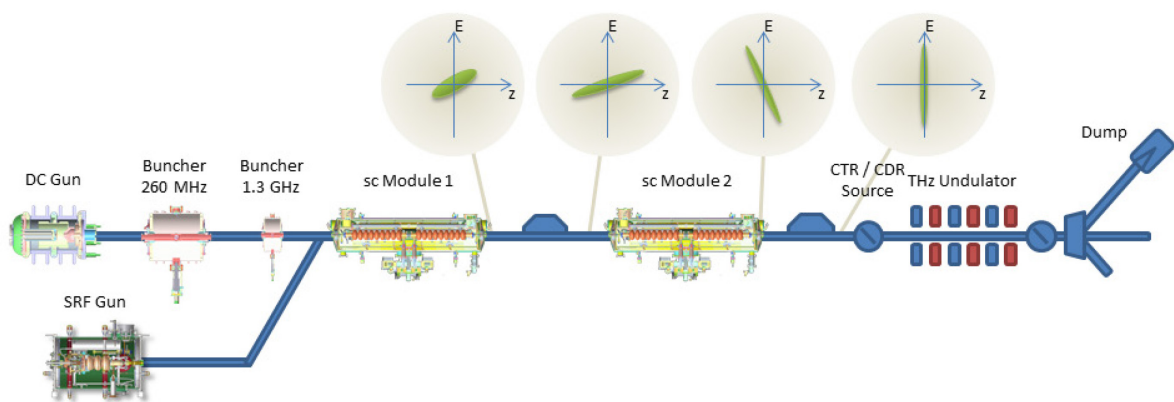


Abbildung 4.1: Bunchkompressionsschema am ELBE-Beschleuniger, basierend auf [35]

## 4.2 Funktionsweise

Der Ankunftszeitmonitor, üblicherweise als BAM (engl. bunch arrival time monitor) bezeichnet, nutzt die stabilisierten Laserpulse eines Faserlinks als zeitliche Referenz. In Bezug darauf wird für jeden einzelnen Elektronenpuls die relative Ankunftszeit an der Messstelle bestimmt. Das Grundkonzept des BAM wurde am DESY entwickelt und erlaubt die Messung der Ankunftszeit der Elektronen mit einer Auflösung von wenigen Femtosekunden (vgl. [23] und [24]).

Abbildung 4.3 zeigt das Messprinzip und sämtliche dafür verwendeten Komponenten in einem Schema. Für die Messung wird ein Pickup mit vier Antennen in das Strahlrohr eingebracht, das eine Probe des elektrischen Feldes nimmt, welches jeden passierenden Elektronenpuls umgibt. Dieses Signal zeichnet sich durch eine steile Flanke aus, die je nach Bandbreite der Komponenten mehrere hundert Millivolt pro Pikosekunde betragen kann. In einem elektro-optischen Modulator (EOM) wird das Spannungssignal mit den zeitlich stabilisierten Laserpulsen eines Faserlinks kombiniert. Dabei werden Laserpulse, bei denen Koinzidenz mit dem Pickup-Signal herrscht, in der Amplitude moduliert. Der Grad der Modulation ist von der Ankunftszeit der Elektronenpulse gegenüber dem Referenzsignal abhängig (vgl. Abbildung 4.2). Bei dieser Technik wird damit die Zeitinformation in eine Amplitudenmodulation umgesetzt. Das modulierte Lasersignal wird an eine Fotodiode übermittelt, die das optische Signal in elektrische Pulse wandelt. Schnelle Ausleseelektronik erfasst die Amplitude der Laserpulse und bestimmt daraus die Modulationstiefe. Auf Basis der durchgeführten Kalibrationsmessung, bei der der Anstieg des Pickup-Signals bestimmt wird, kann schließlich die Ankunftszeit der Elektronenpulse gegenüber dem Lasersignal errechnet werden.

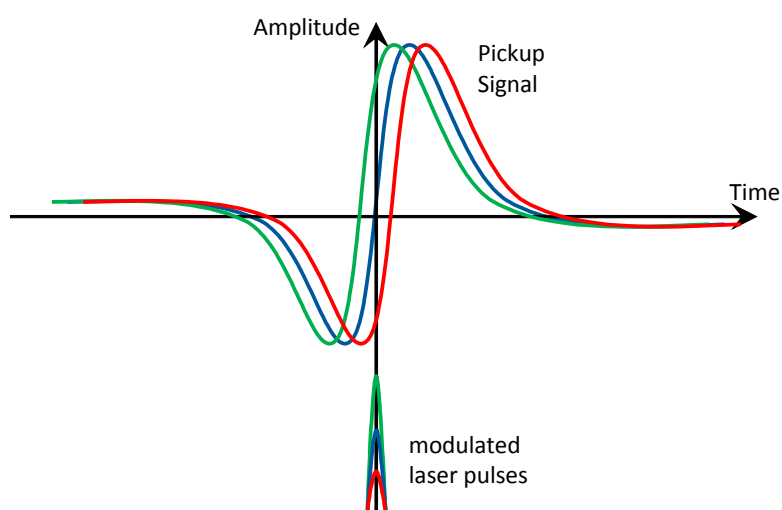


Abbildung 4.2: Modulationsspannung in Abhängigkeit der Ankunftszeit analog zu [36]

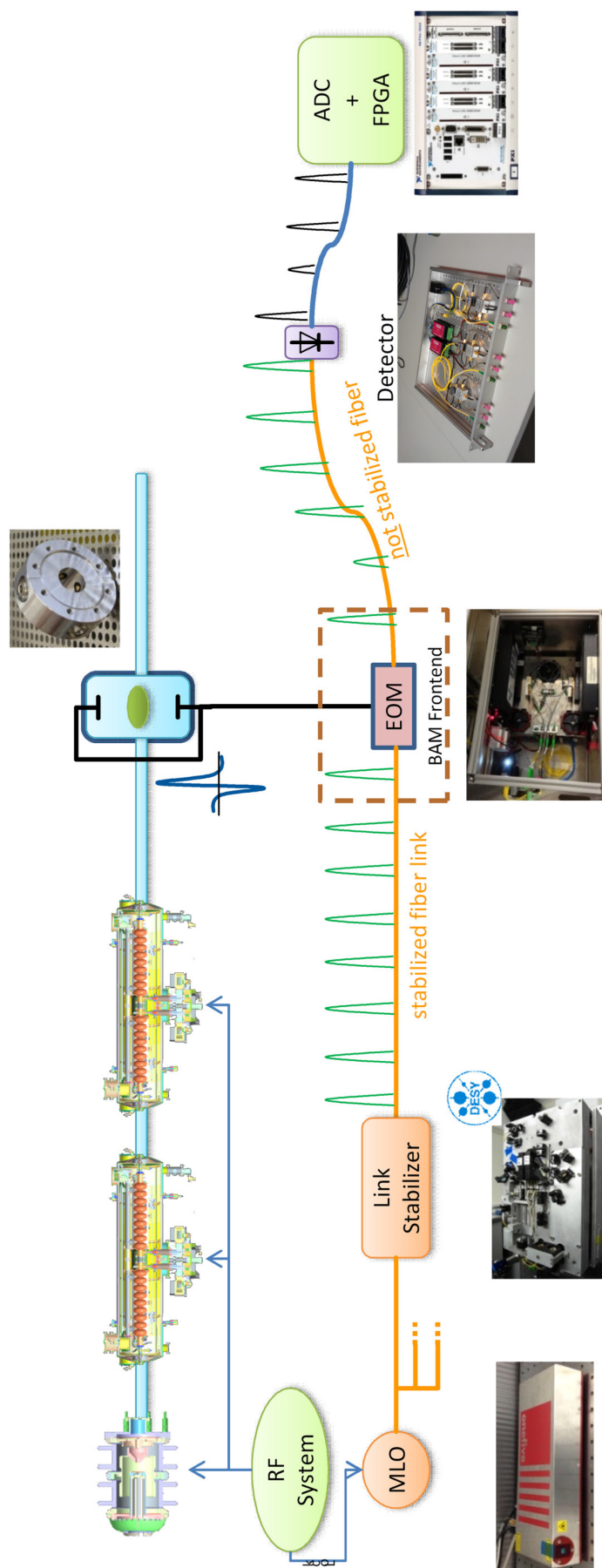


Abbildung 4.3: Schema der Ankunftszeitmessung

### 4.3 Aufbau am ELBE-Beschleuniger

Die Installationen in unmittelbarer Nähe zum Beschleuniger umfassen das Pickup und das BAM-Frontend. Das Pickup am Strahlrohr nimmt eine Probe des elektrischen Feldes, das den Elektronenpuls umgibt. Seine Geometrie bestimmt die Bandbreite des ausgekoppelten Signals. Für die ersten Versuche am ELBE wurde ein Pickup verwendet, das für den Beschleuniger FLASH konstruiert wurde und in [23] und [37] beschrieben wird. Es weist eine Hochfrequenzbandbreite von etwa 12 GHz auf und besteht aus vier einzelnen Antennen, den sogenannten Button-Pickups, die 90 Grad versetzt um den Körper angeordnet sind (Abbildung 4.4). Die jeweils gegenüberliegenden Durchführungen werden über einen Koppler verbunden, um die Strahlungsabhängigkeit zu minimieren.

Mitarbeiter des Instituts für Mikrowellentechnik und Photonik der Universität Darmstadt entwickelten für Messungen mit hoher Auflösung bei niedriger Pulsladung ein Pickup, welches eine Bandbreite von 40 GHz aufweist [38, 39](Abbildung 4.5). Es wurde ursprünglich für den European XFEL in Hamburg konzipiert und im Rahmen einer Kooperation auch am ELBE-Beschleuniger installiert. Zudem wurden verschiedene Kabeltypen und Bauteile evaluiert, die für den Einsatz am BAM geeignet sind [40]. Die Erfahrungen am FLASH [24] bildeten die Grundlage für den Aufbau am ELBE, wodurch die rasche Entwicklung eines Prototyps möglich war.

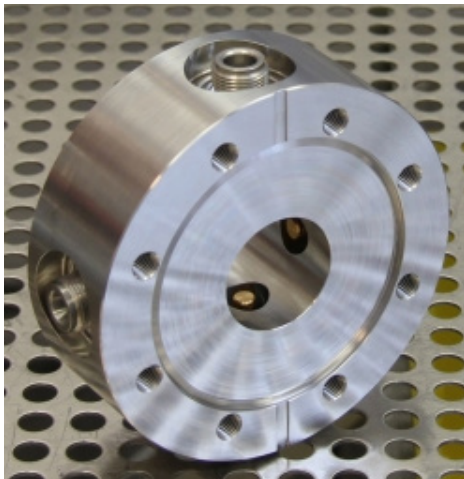


Abbildung 4.4: 12-GHz-BAM-Pickup [41]

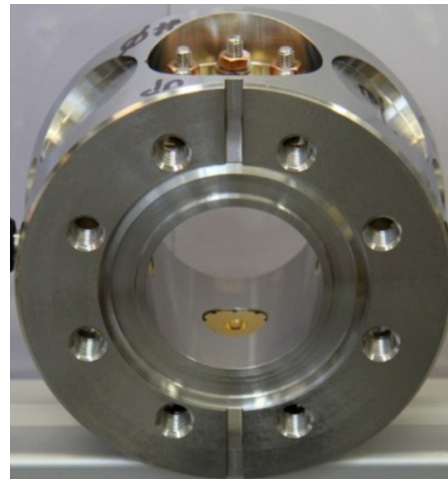


Abbildung 4.5: 40-GHz-Pickup der TU Darmstadt [39]

Das ausgekoppelte Signal wird über kurze Kabelverbindungen vom Pickup zum BAM-Frontend übermittelt. Aufgrund des hohen Strahlungspegels in unmittelbarer Nähe des Beschleunigers (vgl. Abschnitt 4.7) kommen Kabel ohne Polytetrafluorethylen (kurz PTFE, bekannt als Teflon) mit hoher Bandbreite zum Einsatz. Teflon zersetzt sich unter Einwirkung ionisierender Strahlung, worunter die mechanische Festigkeit und die elektrischen Eigenschaften leiden [42]. Als Alternative wurden Semi-Rigid-Kabel mit SiO<sub>2</sub>-Dielektrikum und Stahlmantelung des Typs

SiO<sub>2</sub>-141 des Unternehmens Times Microwave Systems verwendet. Sie haben eine nutzbare Bandbreite von 38 GHz und eine geringe Phasendrift bei Änderung der Temperatur (dargestellt in Abbildung 4.6). Dies ist ein entscheidender Parameter, denn die Kabelverbindungen sind nicht aktiv stabilisiert. Laufzeitänderungen der Pickup-Signale aufgrund von Temperaturschwankungen führen direkt zu Messfehlern, die nur eingeschränkt zu kompensieren sind.

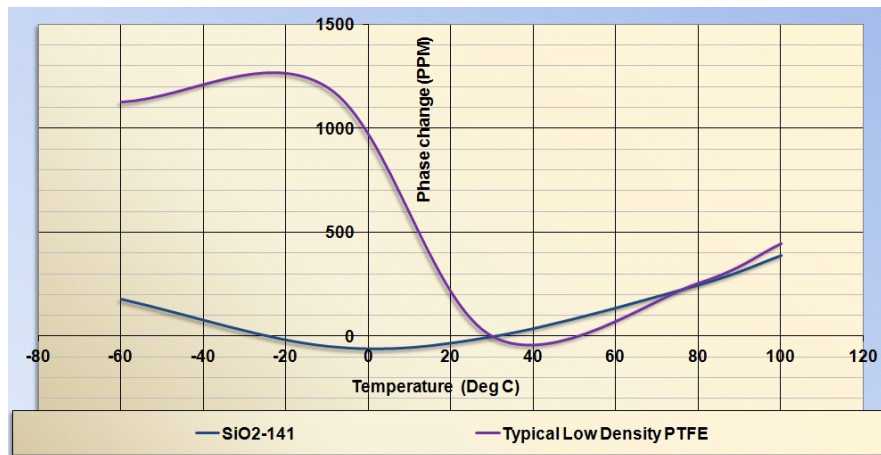


Abbildung 4.6: Phasendrift der verwendeten SiO<sub>2</sub>-Kabel gegenüber PTFE-Kabeln; Information des Herstellers nach [43]

Die Pickup-Signale werden an das BAM-Frontend übertragen, in dem sich die EOMs befinden. Abbildung 4.7 zeigt den schematischen Aufbau und Abbildung 4.8 gibt einen Einblick in den Prototypen mit der Kennzeichnung der wichtigsten Elemente.

Das Ende des stabilisierten Faserlinks sowie alle übrigen aktiven Elemente sind innerhalb des Gehäuses auf einer temperaturstabilisierten Platte montiert. Nach dem Link-Ende-Spiegel folgt eine optische Verzögerungsstrecke (General Photonics MDL-002), die den zeitlichen Überlapp mit dem Pickup-Signal herstellt. Danach folgt ein Koppler mit drei Ausgängen, die im Verhältnis 48 % zu 48 % zu 4 % aufgeteilt sind. Der Ausgang mit der geringsten Leistung wird direkt an die BAM-Ausleseelektronik übermittelt und dient der Taktgewinnung der Eingangs-ADCs. Damit ist die phasenstarre Abtastung der Laserpulse gewährleistet, auch wenn die Verzögerungsstrecke variiert wird. Dies ist für die Auslese im Zeitbereich notwendig. Danach wird das Signal an die beiden EOMs übertragen, wobei unterschiedliche Faserlängen mit einer zweiten optischen Verzögerungsstrecke ausgeglichen werden. Es wurden zwei Modulationsstrecken gewählt, um einen höheren Dynamikbereich bei gleichzeitig unverminderter Auflösung zu erreichen. Der erste EOM wird direkt mit dem vertikalen Pickup-Signal angesteuert, wobei der maximale Pegel durch einen Begrenzer eingeschränkt ist. Der Begrenzer schützt den EOM vor Beschädigung, falls die Amplitude des Pickup-Signals die Zerstörschwelle übersteigt. Er verhindert jedoch nicht das Überschreiten des linearen Bereichs und die damit einhergehende Mehrdeutigkeit des Ergebnisses. Der zweite Kanal ist für den Betrieb mit hoher Pulsladung vorgesehen. Dafür wurde das



Signal der horizontalen Pickups um 20 dB gedämpft. Die Verkleinerung des Spannungspegels um den Faktor 10 bedeutet einen Verlust an Auflösung in der gleichen Größenordnung, jedoch kann das Eingangssignal nicht mehr zu Mehrdeutigkeiten führen.

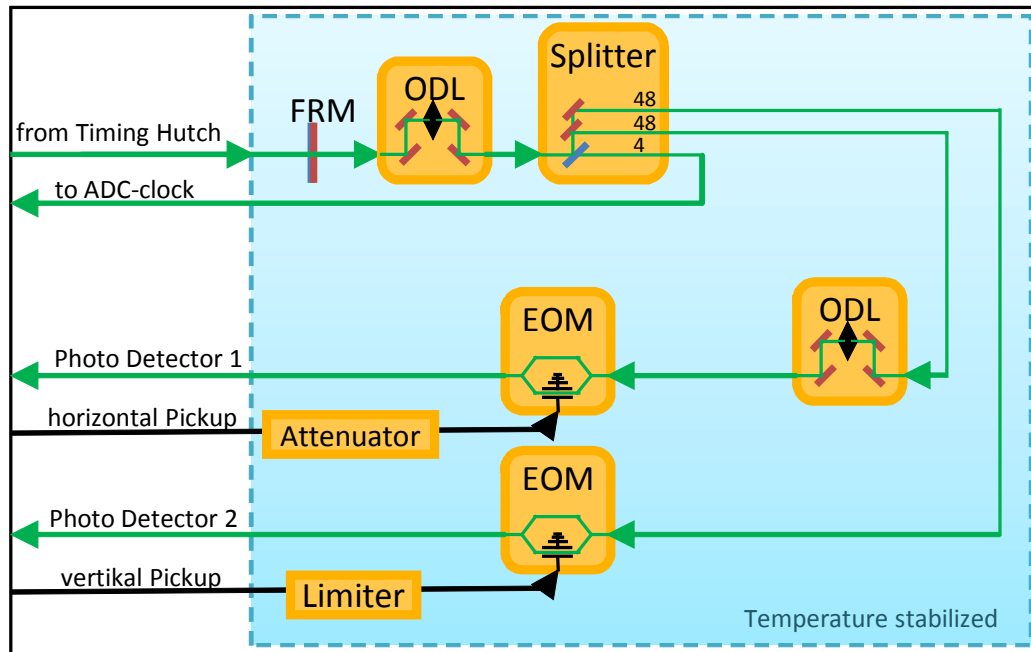


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau des BAM-Frontends

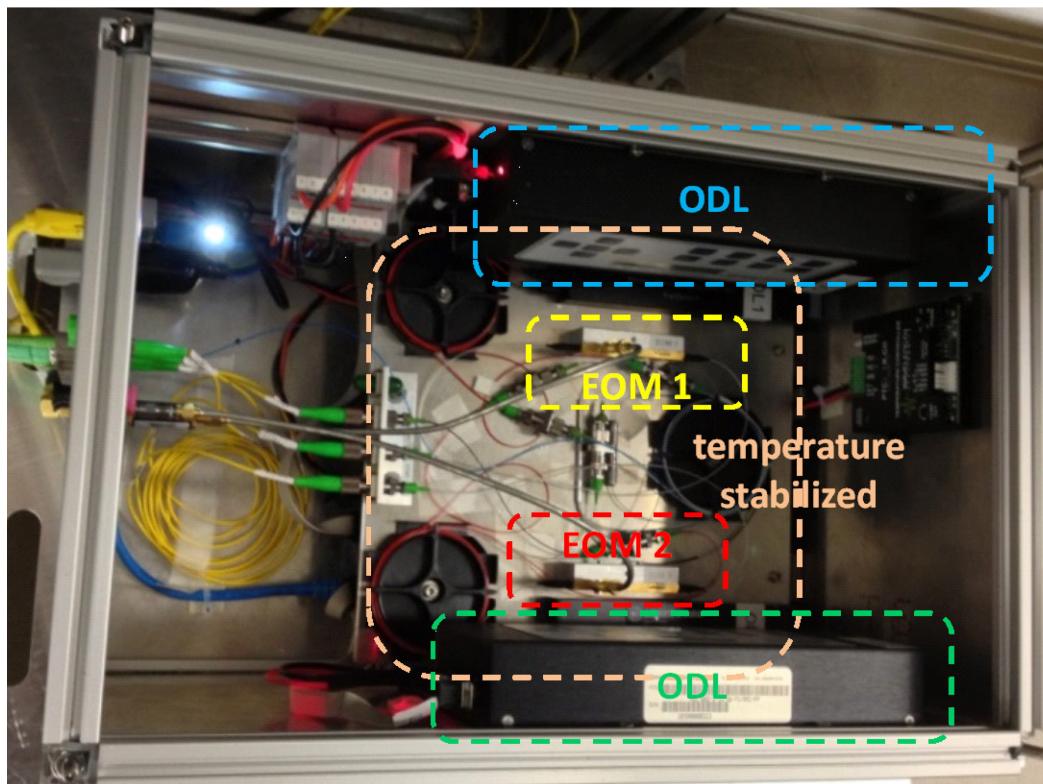


Abbildung 4.8: Prototyp des BAM-Frontends mit Kennzeichnung der wichtigsten Elemente

Der ELBE-Beschleuniger ist gegenwärtig in der Lage, Elektronenpulse bis etwa 100 pC zu generieren und in den neuen Strahlpfad zu transportieren. Damit wird der empfindliche Kanal voll angesteuert. Zukünftig sollen jedoch Experimente mit einer Pulsladung von bis zu 1 nC, generiert von einer supraleitenden Fotelektronenquelle, durchgeführt werden. Da die Amplitude des Pickup-Signals und die Pulsladung linear skalieren (vgl. Abbildung 4.18), wurde eine Dämpfung von 20 dB (Faktor 100) gewählt, was eine Vollaussteuerung des zweiten Kanals bei maximaler Ladung bedeuten würde.

Das erste BAM-Pickup wurde zwischen den beiden super-radianten THz-Quellen installiert. An dieser Stelle sind die Elektronenpulse longitudinal komprimiert worden und durchlaufen bis zum Eingang des THz-Undulators kein weiteres dispersives Strahlführungselement. Schwankungen, die das Timing der THz-Strahlung betreffen, können mit dem BAM gemessen werden. Nach dem BAM sind der erste Prototyp eines Kompressionsmonitors (kurz BCM, vgl. Kapitel 5) und ein Strahllagemonitor installiert. Die Kombination der drei Diagnoseelemente erlaubt eine umfassende Charakterisierung der Elektronenpulse an dieser Stelle. Abbildung 4.9 zeigt den Beamline-Abschnitt und markiert die magnetische Schikane (violett), die Sekundärquellen (gelb und grün) sowie die Installationen von BAM (rot), BCM (blau) und BPM (orange).

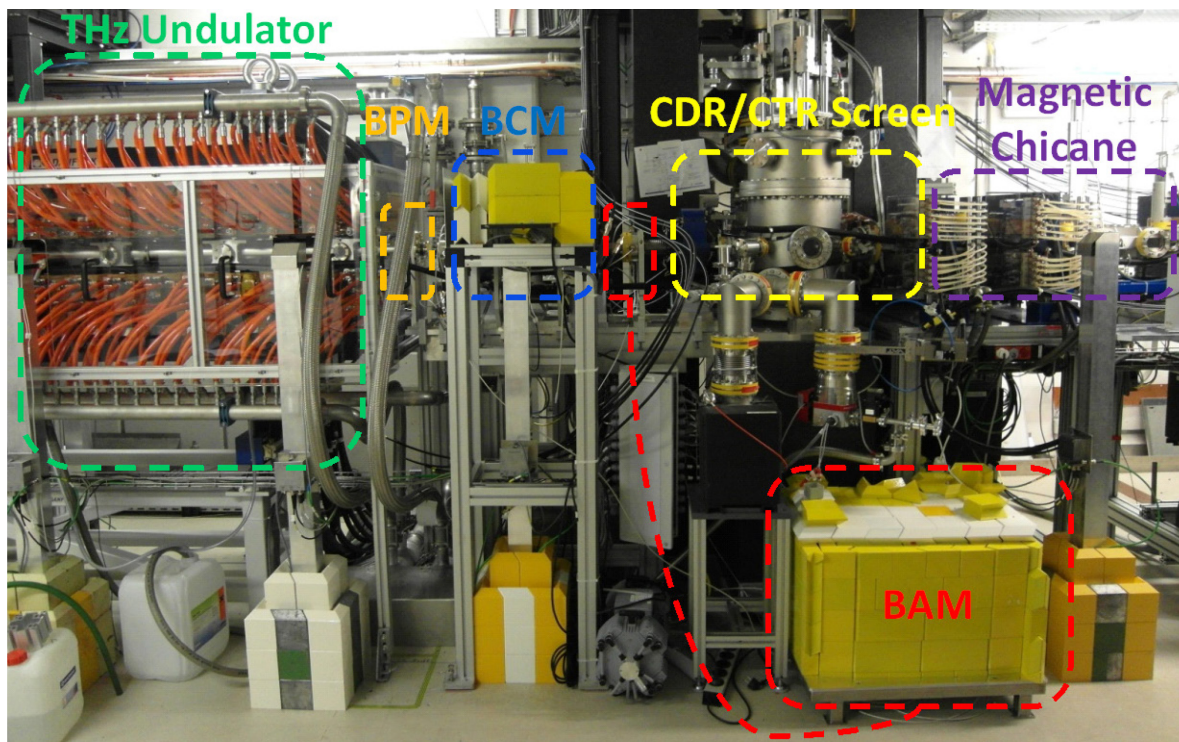


Abbildung 4.9: Einbauort der Prototypen von BAM und BCM

### 4.3.1 Elektro-optischer Modulator

Kernstück des BAMs bilden die beiden elektro-optischen Modulatoren (EOM). Mit ihnen werden die Ankunftszeitschwankungen der Elektronenpulse in Amplitudenvariationen des Laserreferenzsignals codiert. Ein EOM bildet dabei ein Mach-Zehnder-Interferometer, bei dem ein Zweig einer Phasenmodulation durch ein externes Spannungssignal unterworfen ist (vgl. Abbildung 4.10). Die Phasenmodulation wird durch den Pockels-Effekt hervorgerufen, der die Phasengeschwindigkeit des optischen Signals variiert. Bei der Vereinigung der beiden Spektrometerarme kommt es zu konstruktiver oder destruktiver Überlagerung der Teilsignale, die in einer Intensitätsvariation des Summensignals mündet. Die Übertragungsfunktion folgt dabei einem quadrierten Sinus und kann über die folgende Gleichung beschrieben werden [44]:

$$T(U) = \sin^2 \left[ \frac{\varphi_0}{2} - \frac{\pi U}{2V_\pi} \right]. \quad (4.1)$$

Dabei entspricht  $\varphi_0$  einer konstruktionsbedingten, konstanten Phasenverschiebung der beiden Spektrometerarme und  $V_\pi$  der benötigten Spannung für die Änderung von maximaler zu minimaler Transmission. Abbildung 4.11 zeigt die Übertragungsfunktion eines EOMs und markiert die entsprechenden Kenngrößen. Man erkennt zudem, dass eine Aussteuerung um 50 % Transmission zu einer linearen Intensitätsmodulation führt. Mit zunehmender Amplitude der Modulationsspannung erfährt das Ausgangssignal nichtlineare Verzerrungen.

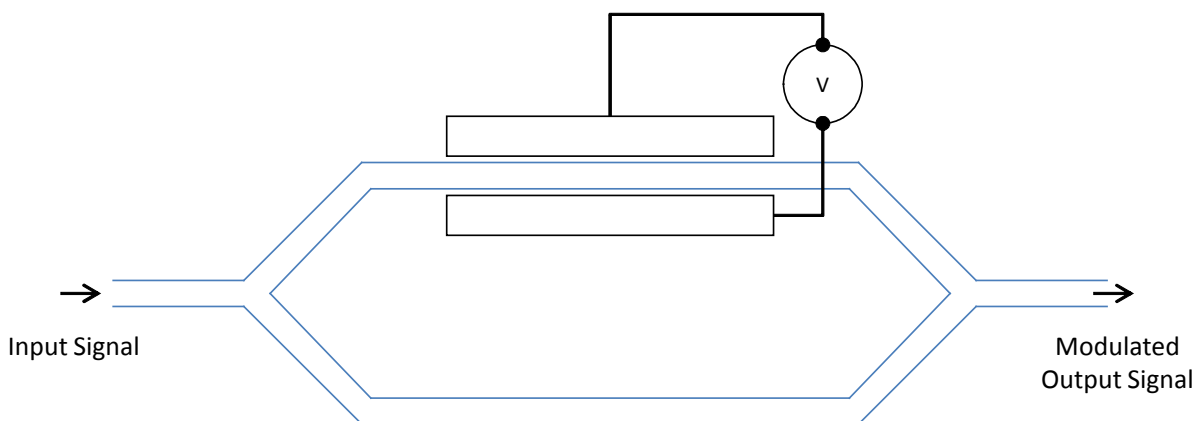


Abbildung 4.10: Funktionsprinzip eines Mach-Zehnder-Intensitätsmodulators, abgewandelt von [44]



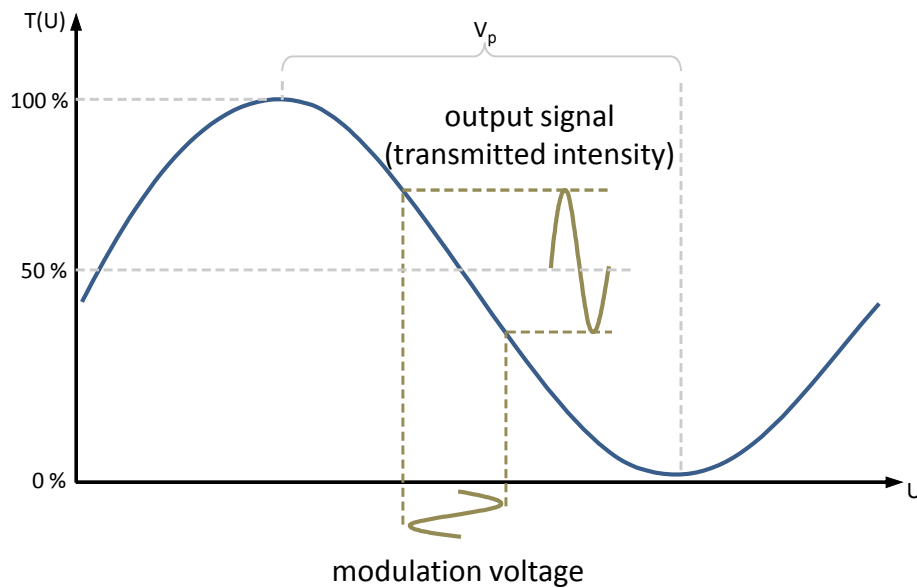


Abbildung 4.11: Übertragungsfunktion eines Intensitätsmodulators, abgewandelt von [44]



Als optisches Material werden häufig Lithiumniobat ( $\text{LiNbO}_3$ ), Galliumarsenid (GaAs) oder seltener Indiumphosphit (InP) verwendet, die eine Übertragungsbandbreite bis 40 GHz erlauben. Schnelle EOMs werden hauptsächlich für die optische Nachrichtentechnik entwickelt. Weitverkehrsverbindungen und in zunehmenden Maße auch lokale Netzwerke werden mit Glasfaserverbindungen realisiert. Der Forderung nach steigenden Übertragungsraten wird mit der Entwicklung von Komponenten mit höherer Bandbreite begegnet. Diese Entwicklung wird zukünftig auch die Auflösung und Empfindlichkeit der BAM-Stationen positiv beeinflussen.

Für den ersten Aufbau am ELBE wurde der Lithiumniobat-Modulator LN56-10-P von Thorlabs Inc verwendet, welcher eine nutzbare Frequenzbandbreite von 10 GHz aufweist (Abbildung 4.12). Gleichzeitig erreicht er ein exzellentes Auslöschungsverhältnis (extinction ratio – ER) von über 20 dB. In Verbindung mit dem im folgenden Abschnitt beschriebenen Pickup wurde das Konzept am ELBE überprüft. Hervorgerufen durch die geringe Bandbreite und das vergleichsweise hohe  $V_\pi$  konnte damit ein Messanstieg von etwa 100 fs/% Modulation bei 90 pC Pulsladung erreicht werden. Für geringere Bunchladungen skaliert die Empfindlichkeit linear (vgl. Abschnitt 4.3.3).

Trotz der beschränkten Bandbreite konnten wertvolle Erkenntnisse zum Betrieb der Diagnosestationen gewonnen werden. So wurden zusätzliche Verstärker im Analogzweig der Ausleseelektronik installiert, um den vollen Wertebereich des ADC auszunutzen (vgl. Abschnitt 4.4).

Für die Verbesserung der Auflösung auch bei geringer Bunchladung musste die Bandbreite der Anordnung erhöht werden. Neben dem Einsatz des im Abschnitt 4.3.3 beschriebenen Breitbandpickup musste auch ein EOM höherer Bandbreite verwendet werden. Nach Evaluierung der am Markt erhältlichen EOMs anhand der verfügbaren Datenblätter wurde vom GaAs-Modulator MZM02130 der u<sup>2</sup>t Photonics AG ein Arbeitsmuster beschafft. Dieser Typ zeichnet sich durch ein besonders geringes  $V_{\pi}$  von 3,1 V bei gleichzeitig hoher 3 dB Bandbreite von über 30 GHz aus. Jedoch erreicht dieser Typ nur ein Auslöschungsverhältnis von 12 dB, was etwa 6,3 % der Maximalintensität entspricht. Dadurch konnte nicht der gesamte Signalverlauf des Pickupsignals dargestellt werden, was zu einer Reduzierung des Dynamikbereichs führte (vgl. Abschnitte 4.3.3 und 4.5.).

Tabelle 4.1: Vergleich ausgewählter Parameter der verwendeten elektro-optischen Modulatoren

<div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div style="text-align: center;">  <p>Abbildung 4.12: 10-GHz-EOM, Thorlabs LN56-10-P (Bildquelle: Thorlabs)</p> </div> <div style="text-align: center;">  <p>Abbildung 4.13: Breitband-EOM u<sup>2</sup>t MZM02130</p> </div> </div>		
< 8	$V_{\pi}$ [V]	3,1
< 5	Einfügedämpfung [dB]	< 8
> 20	Extinction Ratio [dB]	> 12
10	3-dB- Bandbreite [GHz]	> 30

### 4.3.2 12-GHz-Pickup

Die ersten Versuche wurden mit dem ursprünglich für FLASH entworfenen Strahlpickup unternommen. Zusammen mit dem im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen EOM der Thorlabs Inc erreichte das Gesamtsystem somit eine Bandbreite von etwa 10 GHz. Abbildung 4.14 zeigt qualitativ den Modulationsverlauf über einen Messbereich von 2,3 ns für 90 pC Pulsladung. Man erkennt deutlich den charakteristischen steilen Übergang zu Beginn des Signals und ein Nachschwingen. Das Nachschwingen wird durch elektrische Felder hervorgerufen, die innerhalb der Beschleunigerstruktur vom Strahl angeregt werden und in die Pickup-Antenne einkoppeln. Zudem führen Fehlanpassungen zwischen den einzelnen Übertragungskomponenten vom Pickup zum EOM zu Reflektionen, die ein Nachschwingen verursachen können.

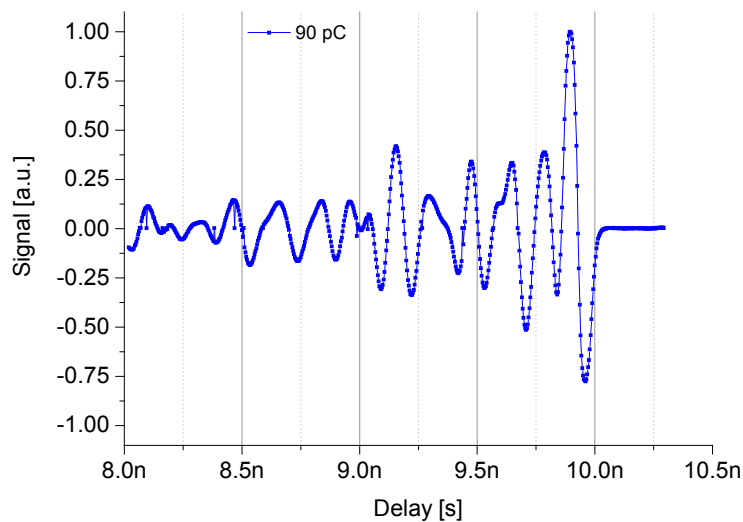


Abbildung 4.14: Vergrößerter Ausschnitt des Modulationssignals bei 90 pC

Das Nachschwingen hat keine direkte Auswirkung auf die Messung, solange es spätestens nach einer Periode des Laseroszillators (12,82 ns) vollständig abgeklungen ist. Anderenfalls wird nicht nur ein Laserpuls moduliert, sondern auch zusätzlich dessen Nachfolger, was zu fehlerhaften Berechnungen der Modulation führt.

Um die Dauer des Nachschwingens zu erfassen, wurde der Modulationsverlauf für verschiedene Ladungen der Elektronenpulse aufgenommen. Abbildung 4.15 zeigt qualitativ die Kurvenverläufe des Signals über eine volle Periode des 78-MHz-Lasersignals. Man erkennt, dass das Signal nach etwa 3,5 ns vollständig abklingt und damit keinerlei Auswirkungen auf die Auswertung der Messung nimmt.

Die vergleichsweise geringe Wiederholfrequenz des MLO am ELBE (vgl. Tabelle 3.2) stellt in diesem Fall einen Vorteil dar, denn durch den weiten Abstand der Laserpulse kann ein längeres Nachschwingen des Pickup-Signals toleriert werden.

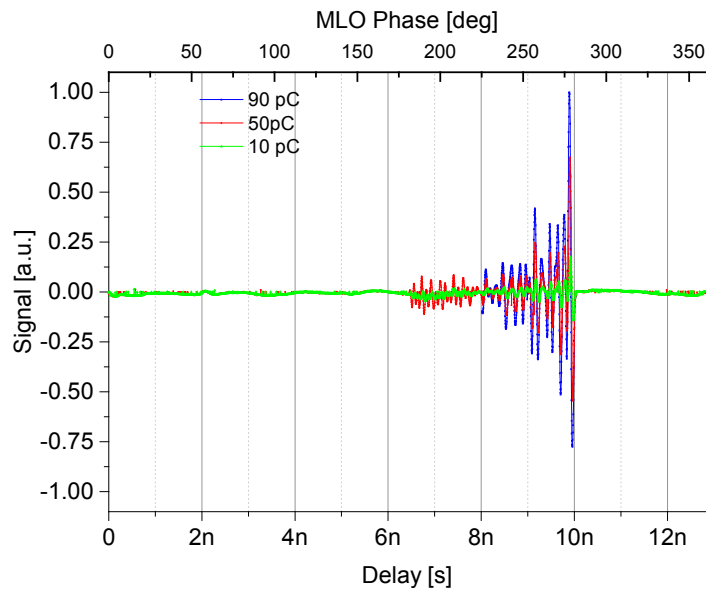


Abbildung 4.15: Modulationssignalverlauf bei Phasenverschiebung des 78-MHz-MLO um  $360^\circ$  gegenüber dem Beschleunigerreferenzsignal für drei ausgewählte Pulsladungen

In Abbildung 4.15 lässt sich zudem die Amplitudenänderung der Modulation bei Verringerung der Elektronenpulsladung erkennen. Der damit verbundene Rückgang der Flankensteilheit führt zu einer verminderten Messauflösung.

### 4.3.3 Breitbandaufbau mit 40-GHz-Pickup

Wie eingangs beschrieben, wurde zur Verbesserung der Messauflösung ein neues Pickup mit bis zu 40 GHz Bandbreite entwickelt. Für die Charakterisierung der elektrischen Eigenschaften und Verifizierung der Design-Parameter wurde es am ELBE mit einem Digitaloszilloskop mit einer Eingangsbandbreite von 63 GHz und einer Abtastrate von 160 GS/s (Agilent Infiniium 90000 Q-Series) qualifiziert. Dafür wurden die vertikalen Signale mit einem Breitbandkoppler (Pulsar PS2-55-450/17S) kombiniert und auf den ersten Eingang des Oszilloskops geführt. Zur Untersuchung des Verhaltens eines einzelnen Pickups wurde das rechte horizontale Pickup genutzt. Der linke Anschluss wurde mit einem entsprechenden Abschlusswiderstand terminiert. Zum Schutz des Oszilloskops wurden in beide Messzweige 20 dB Dämpfungsglieder eingesetzt. Abbildung 4.16 zeigt schematisch den Messaufbau. Die Gesamtkabellänge vom Pickup zum Oszilloskop betrug 250 cm und entspricht damit der späteren Verbindung zum BAM-Frontend. Zum Schutz vor ionisierender Strahlung, wie sie in unmittelbarer Nähe zum Beschleuniger auftritt, wurde das Messgerät in eine klimatisierte Bleiabschirmung eingebracht, die eigens für derartige Messaufgaben angefertigt wurde. Die Steuerung erfolgte durch Netzwerkzugriff aus dem ELBE-Steuerraum. Die gewonnenen Ergebnisse wurden mit Messungen an baugleichen Pickups verglichen, die am FLASH und am SwissFEL-Test-Injektor installiert sind [45]. Ein Teil der Ergebnisse ist im Folgenden dargestellt.

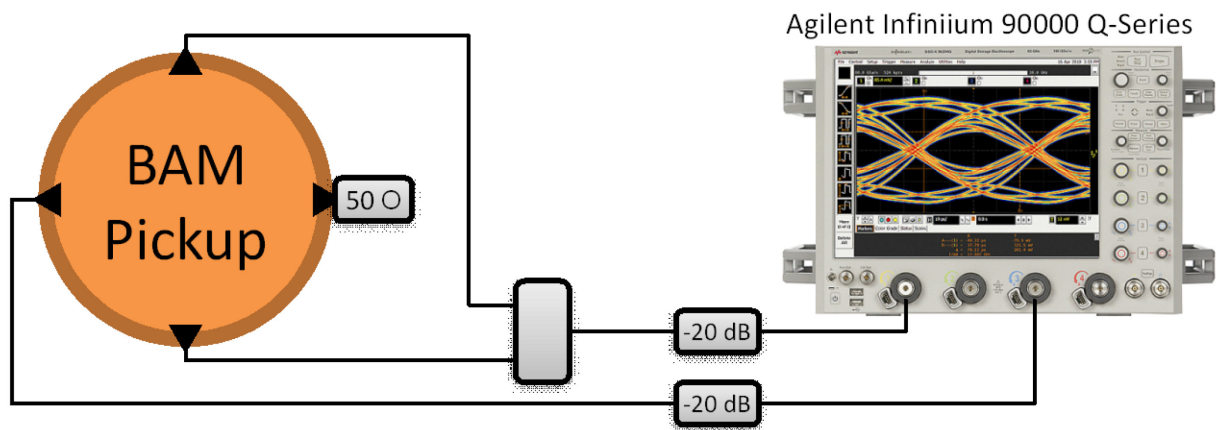


Abbildung 4.16: Messaufbau zur Qualifizierung des 40-GHz-BAM-Pickups

Abbildung 4.17 zeigt die Kalibrierkurven des Breitband-Pickups, aufgenommen mit dem 12-GHz-EOM und dem 40-GHz-EOM. Zum Vergleich ist das direkt gemessene Spannungssignal aufgetragen. Die Abbildung zeigt deutlich, wie sich die Bandbreite und das  $V_\pi$  der EOMs auf das Messsignal auswirken. Bei annähernd gleicher Elektronenpulsladung ist die Maximalamplitude für den  $u^2t$ -EOM etwa um den Faktor fünf höher. Entsprechendes gilt für die Steilheit der ersten Flanke.

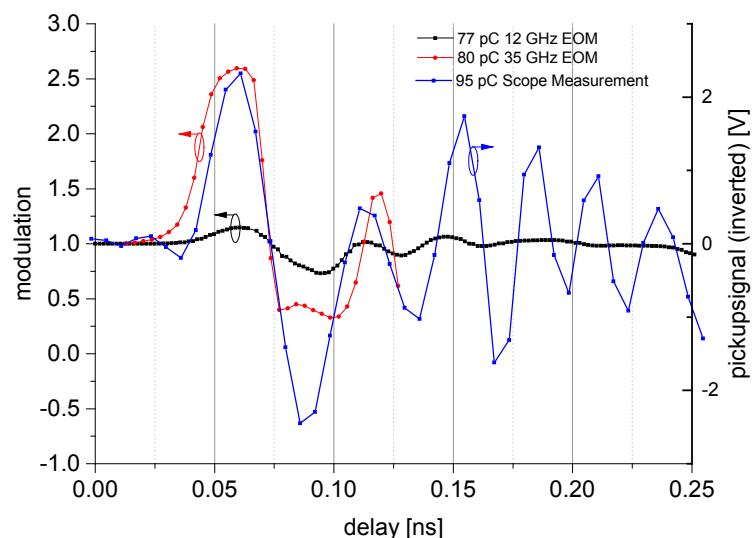


Abbildung 4.17: Vergleich der Kalibriermessungen für das 40-GHz-Pickup mit dem Thorlabs-EOM (schwarz), dem  $u^2t$ -EOM (rot) und dem Spannungssignal, aufgenommen mit einem Oszilloskop (blau)

Desweiteren erkennt man hier den Einfluss des Auslöschungsverhältnisses auf das Modulations-signal. Während der Thorlabs-EOM mit einer Intensitätsunterdrückung von mehr als 100 (entspricht  $>20$  dB) das Pickup-Signal unverfälscht abbildet, wird beim  $u^2t$ -Modulator die untere Halbwelle begrenzt. Die Steilheit der Flanke – und damit die Messauflösung – bleibt davon unberührt, jedoch wird der Dynamikbereich von 20 ps auf 11 ps reduziert. Damit präsentiert sich der Breitband-EOM als nur bedingt geeignet für den Einsatz im Ankunftszeitmonitor. Für die

Weiterentwicklung des Systems muss daher adäquater Ersatz gefunden werden. Die in Abschnitt 6 beschriebenen hochaufgelösten Messungen wurden mit dem hier vorgestellten Aufbau unter Verwendung des  $u^2t$ -EOM durchgeführt. Es wurde jedoch stets darauf geachtet, den zulässigen Messbereich nicht zu überschreiten.

Die Variation der Flankensteilheit und der Signalamplitude bei Änderung der Pulsladung wurde ebenfalls mit der in Abbildung 4.16 dargestellten Anordnung untersucht. Zur Bestimmung der Änderungen von Puls zu Puls wurde der Segment-Modus des Oszilloskops genutzt. Dieser Modus erlaubt es, Datensegmente für eine definierte Anzahl aufeinanderfolgender Trigger-Ereignisse aufzunehmen. Für die nachfolgend beschriebenen Messungen wurden stets 128 Segmente mit jeweils 4096 Datenpunkten abgespeichert.

Die Amplitude des ersten vollen Signalzyklus wird direkt durch die Ladung der Elektronenpulse beeinflusst. Abbildung 4.18 stellt das lineare Verhalten grafisch dar. Für 50 pC Pulsladung ergibt sich eine Amplitude von 2,7 V. Die Schwankungsbreite bleibt für Ladungen größer als 10 pC unterhalb drei Prozent.

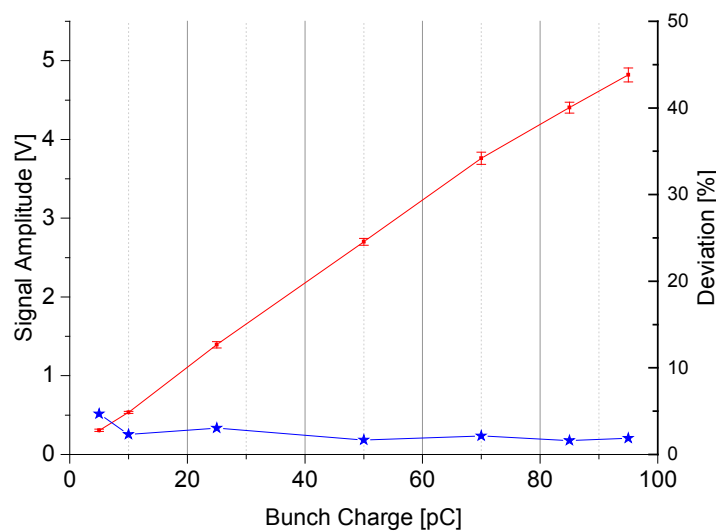


Abbildung 4.18: Veränderung der Signalamplitude gegenüber der Elektronenpulsladung (rot), dazu die Abweichung über 128 Pulse (blau)

Aus der Signalamplitude und dem entsprechenden Zeitschritt lässt sich der Anstieg der Flanke errechnen. Der Anstieg  $s$  ist definiert als

$$s = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad (4.2)$$

mit  $\Delta A$  der Amplitudenänderung des Signals in einem Zeitintervall  $\Delta t$ . Für die Berechnung wurde ausschließlich der lineare Teil der Kurve betrachtet. Das heißt, Amplituden- und Zeitwert wurden jeweils zehn Prozent unterhalb des Extremwertes bestimmt und für die Berechnung

verwendet. Abbildung 4.18 zeigt die Ergebnisse der Datenanalyse hinsichtlich der Flankensteilheit gegenüber der Pulsladung. Man erkennt den zu erwartenden linearen Verlauf der Kurve. Für eine Ladung von 20 pC weist das Signal einen Anstieg von 380 mV/ps auf und entspricht damit den Simulationsergebnissen und den Resultaten am FLASH. Die relative Abweichung bleibt über dem gesamten Messbereich unterhalb von 10 %.

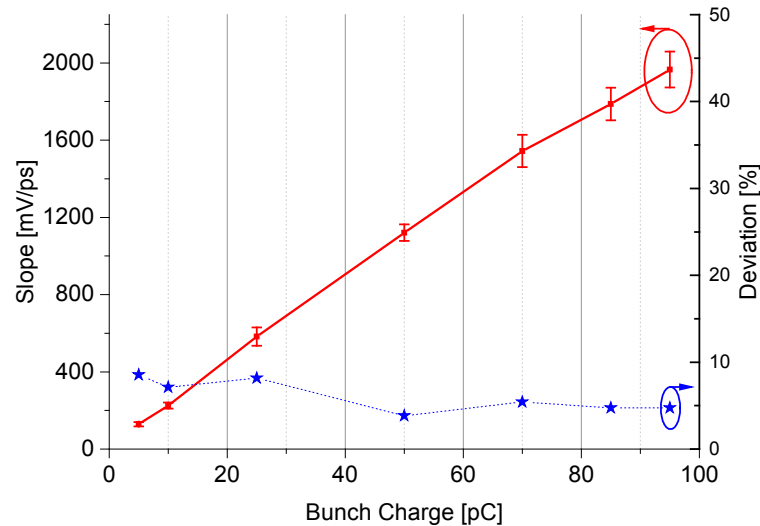


Abbildung 4.19: Änderung des Anstiegs über der Ladung (rot), dazu die Abweichung über 128 Pulse (blau)

Die Feldstärke an einer einzelnen Pickup-Antenne variiert mit der relativen Position des Elektronenstrahls. Um diesen Effekt zu minimieren, werden stets die gegenüberliegenden Antennensignale kombiniert. In Abbildung 4.20 wurde die Anstiegsänderung des Signals gegenüber der Mittellage aufgetragen. Die maximale Abweichung liegt bei einer Pulsladung von 35 pC bei weniger als 1 % und ist damit durch die aus Abbildung 4.19 bekannte Messauflösung begrenzt.

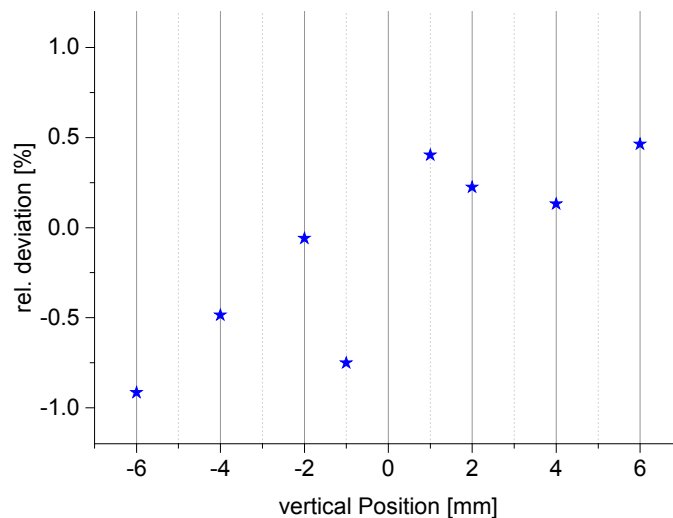


Abbildung 4.20: Änderung des Anstiegs des BAM-Signals, abhängig von der vertikalen Strahlage bei einer Ladung von 35 pC

Die Kombination der Signale erweist sich damit als wirksames Mittel zur Unterdrückung von Strahllageabhängigkeiten. Gleichwohl soll zukünftig die BAM-Auslese mit den Werten des Strahllagemonitors und der Pulsladungsmessung verknüpft werden. Messfehler, hervorgerufen durch Strahlinstabilitäten, können dadurch weiter verringert werden.

Für die Einrichtung verschiedener Betriebsmodi des Elektronenstrahls muss der durchschnittliche Strahlstrom auf unter  $10\text{ }\mu\text{A}$  verringert werden. Bei Überschreitung dieses Schwellwerts im sogenannten Diagnosemodus schaltet der Beschleuniger ab, um Beschädigungen zu vermeiden. Der Elektronenstrahl wird dafür bereits im Injektor periodisch ausgetastet, das heißt mit einem Magnetspulenpaar auf eine gekühlte Blende gezwungen. Das Signal zur Austastung wird als Makropuls bezeichnet.

Die Ablenkung mithilfe von Spulen kann aufgrund ihrer Induktivität nicht beliebig schnell geschehen. Die Folge ist ein sichtbares Ein- und Ausschwingen des Elektronenstrahls. Die Ankunftszeitmessung soll jedoch auch im Makropuls-Modus verlässliche Werte liefern. Dafür müssen die ungültigen Bereiche am Anfang und Ende des Makropulses bei der Messung unberücksichtigt bleiben. Abbildung 4.21 zeigt das BAM-Pickup-Signal für einen Betriebsmodus von 13 MHz unterbrochen durch den Makropuls. Für diese Betrachtung werden nur Beginn und Ende dargestellt, um die Dauer des Übergangs von einem stationären Zustand zum anderen zu erfassen.

Aus beiden Messdiagrammen wird ersichtlich, dass die Übergänge nach  $5\text{ }\mu\text{s}$  abgeschlossen sind. Daher werden die Taktsignale, die die Ankunft der Elektronenpulse markieren, in dieser Phase unterdrückt. Somit werden diese Pulse nicht für die Ermittlung der Ankunftszeit verwendet.

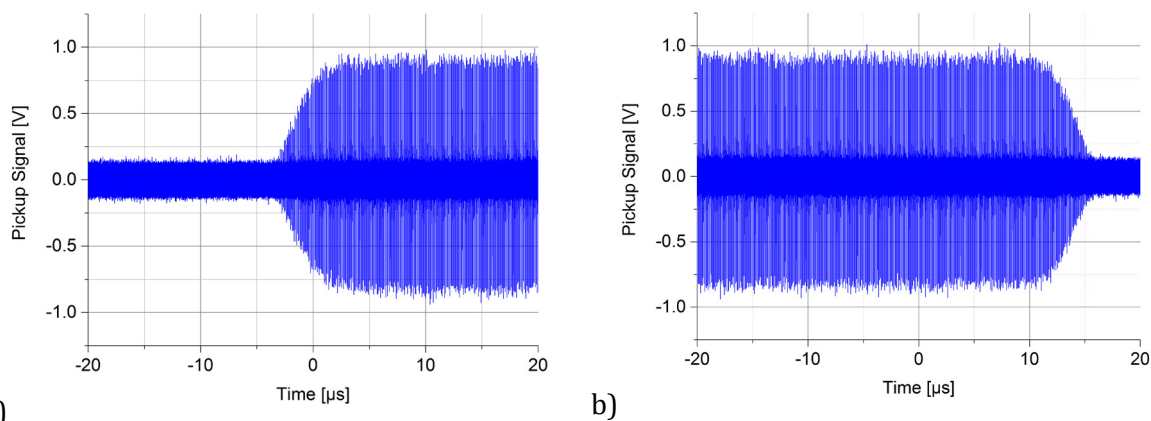


Abbildung 4.21: Pickup-Signale beim Einschwingen (a) und Ausschwingen (b), hervorgerufen durch die Makropuls-Austastung



## 4.4 Datenerfassung im Zeitbereich

Die Bestimmung der relativen Elektronenpulsankunftszeit gegenüber dem Referenzlasersignal basiert auf der Messung der Amplitude eines modulierten Laserpulses (vgl. Abbildung 4.3). In Abbildung 4.22 wird diese Modulation in einer Oszilloskopmessung exemplarisch dargestellt. Die blaue Kurve entspricht dem Rohsignal der Laserpulsfolge, wie es sich nach der Konversion in elektrische Pulse abbildet. Klar erkennbar sind die konstante Amplitude der Pulsfolge und die positive Modulation eines einzelnen Pulses. Dieser Puls wurde vom Pickup-Signal im EOM moduliert. Dazu ist in Rot das Pickup-Signal dargestellt. Die Phasenverschiebung zwischen Pickup-Signal und moduliertem Puls wird durch unterschiedliche Kabellängen hervorgerufen.

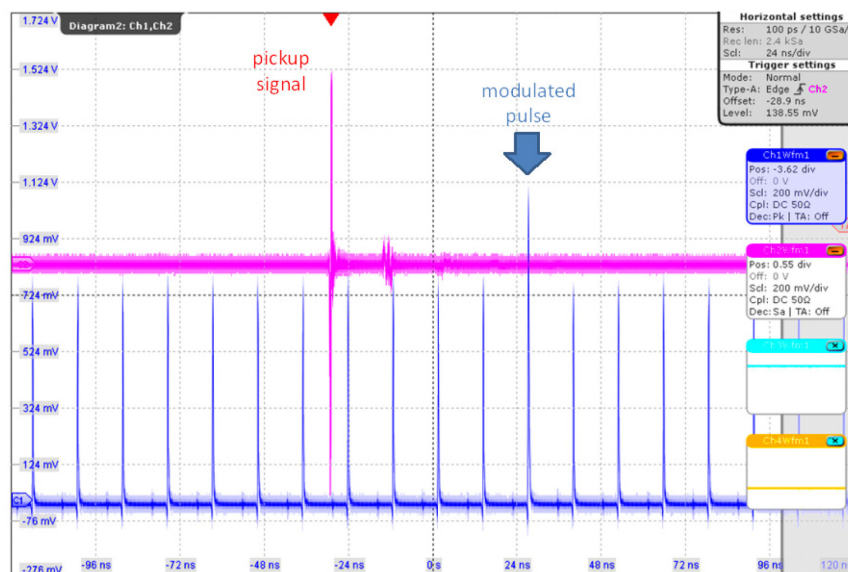


Abbildung 4.22: Oszilloskop-Aufnahme einer modulierten Laserpulsfolge (blau), dazu das Pickup-Signal (rot)

Das Prinzip der Signalanalyse im Zeitbereich ist in Abbildung 4.23 schematisch dargestellt. Abbildung 4.24 zeigt die Analogkomponenten und das PXI-System zur digitalen Datenverarbeitung am Beschleuniger.

Zur Analyse der optischen Signale werden diese mittels Fotodetektoren (EOT ET-3500F) in elektrische Pulszüge konvertiert. Nachfolgende rauscharme Verstärker (MiniCircuits ZX60-33LN+) sorgen für eine Steigerung des Signalpegels, was die Störempfindlichkeit verringert und für eine bessere Ausnutzung des ADC-Dynamikbereichs sorgt. Der ADC – dargestellt als blaues Feld – tastet die Pulsfolgen der beiden BAM-Kanäle mit der dreifachen Laserfrequenz (234 MHz) ab. Das dafür benötigte Taktsignal (ADC-Clock) wird von einem nicht-modulierten Lasersignal abgeleitet, welches innerhalb des BAM-Frontends nach der optischen Verzögerungsstrecke extrahiert wird (vgl. Abbildung 4.7). Damit verfügt es über eine definierte Phasenlage gegenüber dem optischen Referenzoszillator und folgt seinen Timing-Verschiebungen.

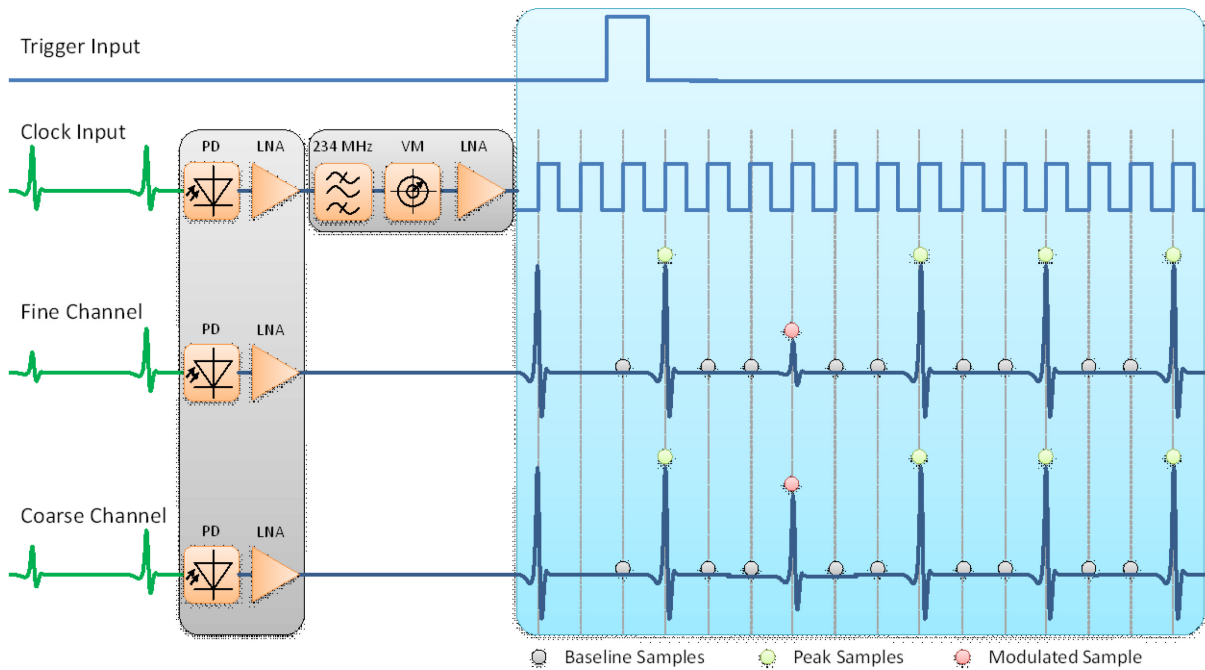


Abbildung 4.23: Prinzip der BAM-Signalerfassung im Zeitbereich

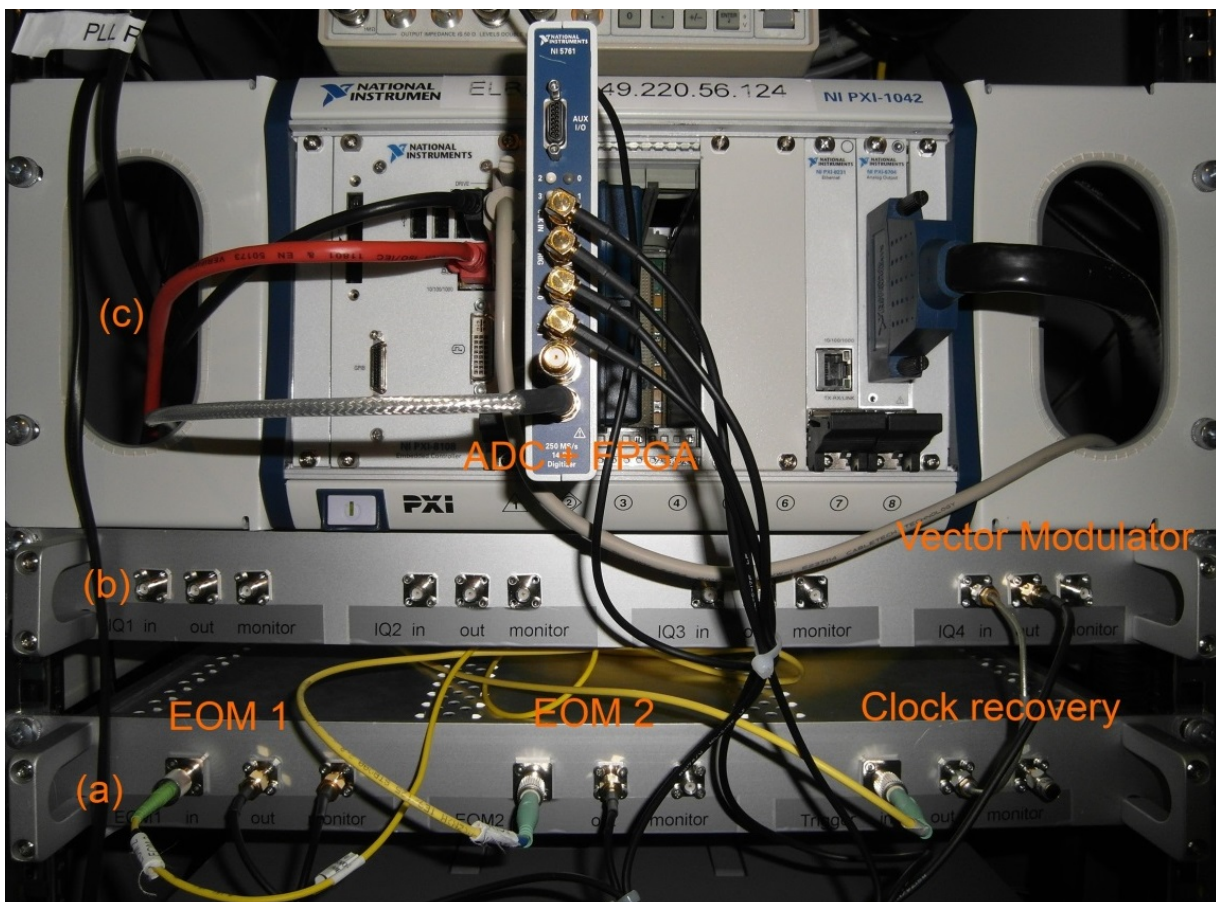


Abbildung 4.24: BAM-Ausleseelektronik mit den Fotodetektoren (a), dem Vektormodulator für die Phasenverschiebung des ADC-Takts (b) und dem PXI-Chassis mit ADC und FPGA (c)

Für die Konversion und Verstärkung der optischen Signale eines BAMS wurden sämtliche notwendige Komponenten in einem 19-Zoll-Gehäuse mit einer Höheneinheit untergebracht. Für die Konditionierung des Taktsignals wurde ein zweites verwendet, welches einen 234-MHz-Bandpassfilter, Verstärker und einen Vektormodulator beinhaltet. Der Vektormodulator wird zur definierten Variation der Phase des Taktsignals genutzt. Damit kann sichergestellt werden, dass die Datenpunkte stets im Laserpulsmaximum aufgenommen werden (vgl. Abbildung 4.23).

Durch die Abtastung mit der dreifachen Laserwiederholfrequenz werden zu jedem Spitzenwert zwei Datenpunkte der Basislinie aufgenommen. Die Rohdaten werden vom ADC (NI 5761) generiert und an das damit verbundene FPGA-Modul (NI PXI-7952R) übermittelt. Die Datenerfassung und die Berechnung der Ankunftszeit beginnen, sobald ein gültiger Trigger-Impuls vom ELBE-Timing-System das ADC-Modul erreicht.

Die im Folgenden beschriebene Berechnung des Modulationsgrades wird vollständig im FPGA in Echtzeit vorgenommen. Ausschließlich die Skalierung und Visualisierung der Ergebnisse werden auf dem Controller (NI PXI-8108) durchgeführt.

Zur Bestimmung der Modulation wird zuerst der Mittelwert der Referenzpulsdatenpunkte (in Abbildung 4.23 grün markiert) berechnet. Nach jedem Messpunkt werden zudem zwei Werte für die Basislinie aufgenommen (grau markiert) und anschließend ebenfalls ihr Mittelwert bestimmt. Die errechneten Werte dienen weiterhin der störungsarmen Ermittlung der Lasersignalamplitude  $A_{\text{ref}}$ . Die Mittelwertbildung verringert den Einfluss der Laserintensitätsschwankungen auf die Messergebnisse. Für die Normalisierung kann die Anzahl der genutzten Datenpunkte am Kontrollprogramm variiert werden, um stets das beste Resultat zu erzielen.

Der Laserpuls, welcher im EOM vom Pickup-Signal moduliert wurde (rot markiert), wird ebenfalls erfasst und seine Amplitude  $A_{\text{mod}}$  ermittelt. Der Modulationsgrad  $m$  berechnet sich dann nach der Beziehung

$$m = \frac{A_{\text{mod}}}{A_{\text{ref}}} . \quad (4.3)$$

Die Rohdaten der Basislinie, der Referenzpulse, der modulierten Pulse und der daraus berechnete Modulationsgrad werden in Abbildung 4.25 dargestellt. Es handelt sich dabei um ein Bildschirmfoto der Visualisierung im Kontrollsystem. Jeder Datenpunkt entspricht einem Trigger-Ereignis, das heißt einem Elektronenpuls im Beschleuniger. Im untersten Feld (rote Kurve) werden zyklisch die Rohdaten eines Trigger-Ereignisses dargestellt und der modulierte Puls markiert.

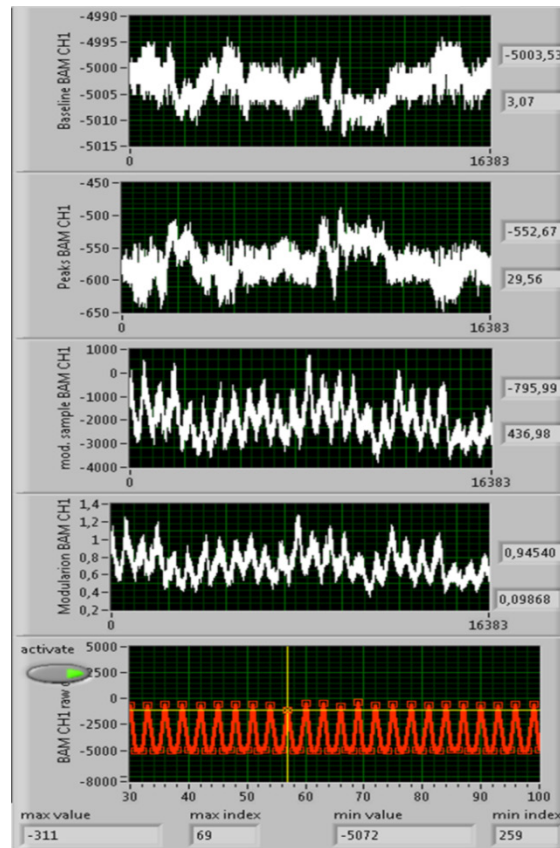


Abbildung 4.25: Darstellung im LabVIEW-Kontrollsystem mit der Anzeige vom Mittelwert der Basislinie, der Amplitude der unmodulierten Laserpulse, der Amplitude der modulierten Pulse und dem berechneten Modulationsgrad (von oben nach unten). Die rote Kurve zeigt die Rohdaten eines Trigger-Ereignisses.

## 4.5 Kalibrierung und Bestimmung der Messauflösung

Die Kalibrierung der Ankunftszeitmessung erfolgt durch Messung des Modulationsgrades bei zeitlicher Verschiebung des Laserreferenzsignals gegenüber der Beschleunigerreferenz. Dies kann entweder durch eine Phasenverschiebung des optischen Referenzoszillators oder durch das Variieren einer optischen Verzögerungsstrecke geschehen. Durch die Verschiebung wird das Pickup-Signal schrittweise abgetastet (ähnlich einem Sampling-Oszilloskop) und die steile erste Flanke sichtbar. Abbildung 4.26 zeigt die Kalibrierkurve für eine Pulsladung von 50 pC und kennzeichnet den gemessenen Anstieg mit -50 fs/%. Als Arbeitspunkt wird gewöhnlich 100%-Modulation gewählt (grün markiert), um den Einfluss von Ladungsschwankungen der Elektronenpulse zu minimieren, die zu Änderungen des Pickup-Signals führen (vgl. Abschnitt 4.3.3). Für das vorliegende Beispiel ergibt sich damit ein nutzbarer Dynamikbereich von 50 % bis 250 %, was 10 ps Timing-Änderung entspricht. Der untere Messbereich ist – wie oben beschrieben – durch das geringe Auslöschungsverhältnis des verwendeten EOMs limitiert. Ein Austausch würde bei Beibehaltung der übrigen Parameter einen Dynamikbereich von 12 ps ermöglichen.

Eine automatische Rückführung wurde implementiert, damit der gültige Messbereich nicht verlassen werden kann. Dafür wird eine optische Verzögerungsstrecke im BAM-Frontend angesteuert, um den Messbereich nahe dem Arbeitspunkt zu halten. Die zeitliche Verschiebung des Lasersignals wird zurückgelesen und bei der Bestimmung der Ankunftszeit berücksichtigt.

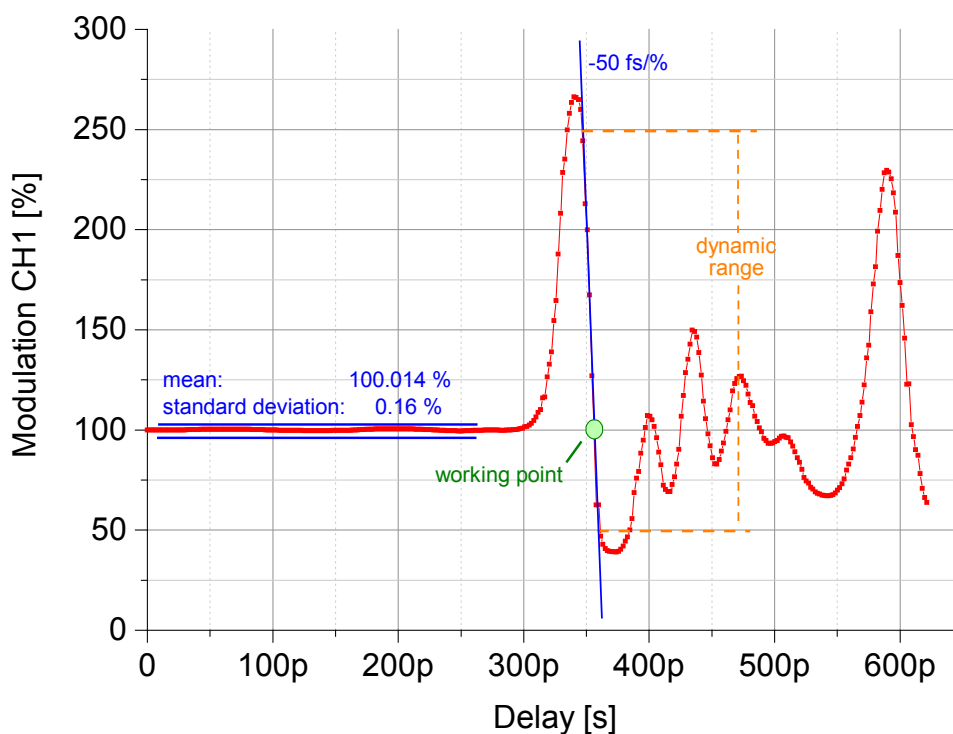


Abbildung 4.26: Modulationssignal bei Verschiebung der Laserphase mit Bestimmung der Messabweichung und der Steilheit im Arbeitspunkt bei 50 pC Elektronenpulsladung

Zur Bestimmung der Messauflösung wird die Schwankung des Messsignals ohne Modulation durch das Strahl-Pickup betrachtet. Dafür kann entweder außerhalb des zeitlichen Überlapps oder bei unterbrochenem Elektronenstrahl die Standardabweichung über eine Messreihe berechnet werden. Für die in Abbildung 4.26 dargestellte Messung wurde die Standardabweichung zu 0,16 % bestimmt. Verbunden mit der ermittelten Anstiegskonstante von -50 fs/% ergibt sich eine Auflösung von 8 fs.

Schwankungen, die durch Änderung der Elektronenpulsladung hervorgerufen werden, können durch dieses Prinzip nicht erfasst werden. Die absolute Bestimmung der Auflösung soll in Zukunft mit einem zweiten BAM und dazwischenliegender Driftstrecke durchgeführt werden.

Vor jeder Messung mit dem Ankunftszeitmonitor wird eine Kalibrierung des Systems durchgeführt und der Arbeitspunkt eingestellt. Da Änderungen der Elektronenpulsladung die Messergebnisse beeinflussen, soll die Berechnung der Ankunftszeit mit der Messung der Pulsladung verknüpft werden. Die Aufnahme der Kalibrierkurve und die Berechnung der Auflösung erfolgen gegenwärtig noch manuell, sollen jedoch in Zukunft automatisiert werden.



Die Ergebnisse einer Messung werden in Abbildung 4.27 dargestellt. Der Elektronenstrahl wurde hier vom thermionischen Injektor mit einer Wiederholrate von 101 kHz generiert. Es zeigt sich ein Jitter von mehr als 4 ps Spitze-Spitze. Eine umfangreiche Betrachtung der Ergebnisse der BAM-Messungen und zu den Ursachen des gemessenen Jitters findet sich im Kapitel 6.

Für Langzeitmessungen wurde häufig der Mittelwert einer hier gezeigten 2-Sekunden-Messung für jeden Datenpunkt generiert. Dadurch wurde der Einfluss des Kurzzeit-Jitters minimiert und Langzeitdriftbewegungen wurden sichtbar. Zudem führt dies zu einer Konzentration der Messdaten, was die Auswertung und Datenevaluierung erheblich vereinfacht.

Stabilitätsmessungen können mit dem entwickelten BAM-System bis zur halben Laserwiederholrate – das heißt 39 MHz – durchgeführt werden.

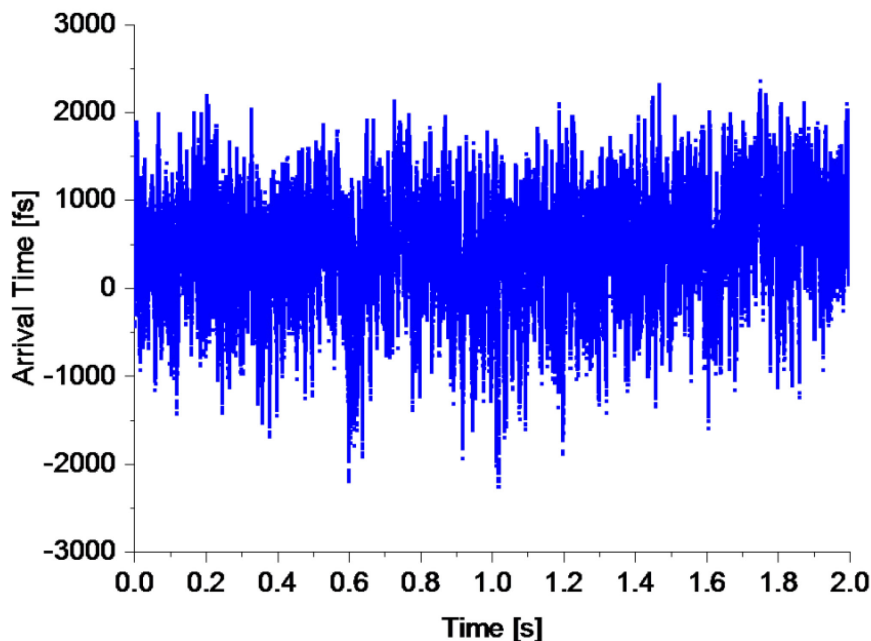


Abbildung 4.27: Ergebnis der Ankunftszeitmessung über 2 Sekunden am thermionischen Injektor mit 101-kHz-Wiederholrate.

## 4.6 Datenerfassung im Frequenzbereich

Der supraleitende Elektronenbeschleuniger ELBE zeichnet sich durch die Fähigkeit aus, im Dauerstrichbetrieb (CW) zu arbeiten. Dadurch bildet sich eine wiederkehrende Modulation der Laserpulse aus, die sich in einem charakteristischen Frequenzspektrum widerspiegelt. Das Frequenzspektrum in Abbildung 4.28 zeigt die Modulation des 78-MHz-Laserreferenzsignals, welches durch einen 101-kHz-Elektronenstrahl moduliert wird. Durch die Modulation einzelner Pulse bilden sich Seitenbänder im Frequenzabstand der Wiederholrate des Beschleunigers sowie deren Harmonische aus.

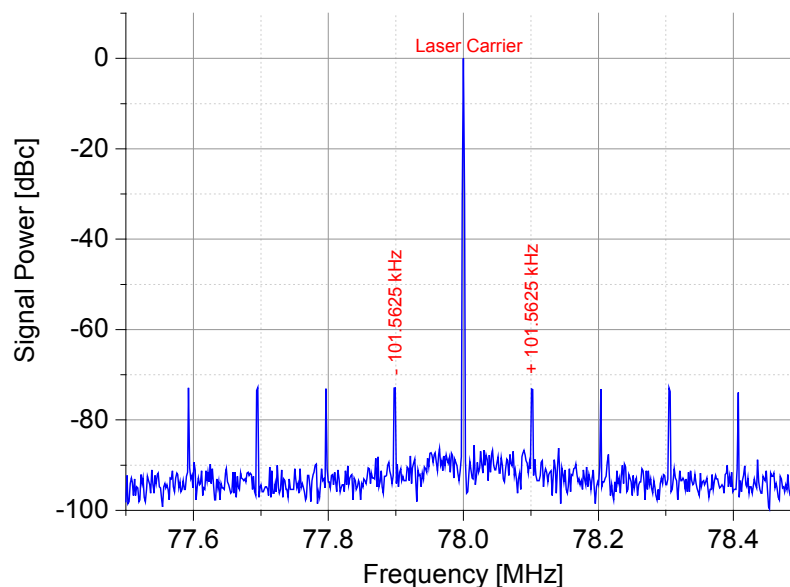


Abbildung 4.28: Spektrum des BAM-Rohsignals bei Modulation mit einem 101-kHz-CW-Strahl

Die Amplitude der Seitenlinien hängt vom Modulationsgrad der Laserpulsfolge ab. Die Schwankungen der Ankunftszeit setzen sich damit auch in Amplitudenänderungen der Nebenlinien um. Im Folgenden wird eine erste Messung beschrieben werden, die auf der Interpretation von Amplitudenänderungen dieser Nebenlinien basiert.

Zur Detektion der Amplitude einer Seitenlinie wurde neben einem Spektrumanalysator auch ein Zweikanal-Lock-in-Verstärker (Stanford Research Systems SR844) verwendet. Dieser bestimmt die Phase und Amplitude einer Frequenzkomponente in einem Messsignal. Dafür muss ein Referenzsignal zugeführt werden, welches den relevanten Frequenzanteil definiert. Im Gerät werden das Mess- und das Referenzsignal multipliziert und der Basisbandanteil mit einem Tiefpassfilter isoliert. Durch die Nutzung zweier Kanäle und die Verwendung des Referenzsignals mit  $90^\circ$  Phasendifferenz kann aus den Basisbandsignalen die Phase und Amplitude der Frequenzkomponente bestimmt werden. Eine umfassende Betrachtung des Lock-in-Verstärker-Messprinzips und der mathematischen Grundlagen findet sich in [46].

Als Referenz für den Lock-in-Verstärker wurde das Torsignal der Elektronenquelle verwendet. Dieses wird vom ELBE-Hochfrequenzoszillator durch Teilung abgeleitet und mittels Lichtwellenleiterverbindungen am Beschleuniger verteilt. Es markiert die Emission von Elektronenpulsen im Injektor. Im Zeitbereichsmessverfahren (Abschnitt 4.4) wird dieses Signal zur Veranlassung eines neuen Messzyklus verwendet. Abbildung 4.29 zeigt schematisch die parallele Messung mit Lock-in-Verstärker und ADC-basiertem Verfahren. Dafür wird das BAM-Rohsignal mit einem Koppler in zwei Messzweige aufgetrennt. Für die Messung mit Lock-in-Verstärker kann auf die Rückgewinnung eines Taktsignals vom Laser verzichtet werden, was den Hardwareaufwand verringert.

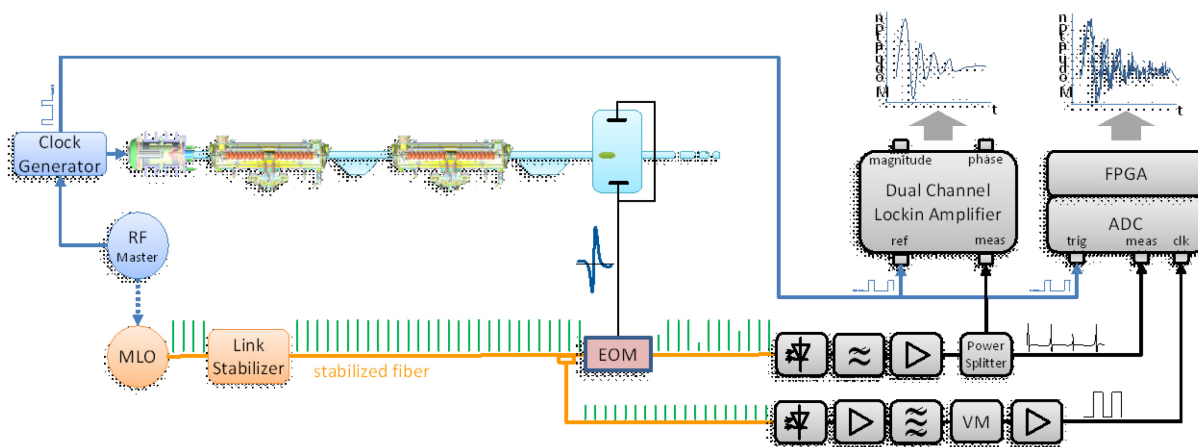


Abbildung 4.29: Schema der parallelen BAM-Datenerfassung mit Lock-in-Verstärker und schnellem ADC

Die Messwerte von Phase und Amplitude werden an der Frontplatte des Lock-in-Verstärkers als Analogsignale ausgegeben. Die Signale wurden digitalisiert und zusammen mit den Ergebnissen der ADC-basierten Verarbeitung abgespeichert. Abbildung 4.30 zeigt einen Teil des Testaufbaus mit Oszilloskop (oben) zur Visualisierung der Modulation, Lock-in-Verstärker (Mitte) und ADC-Modul (unten).

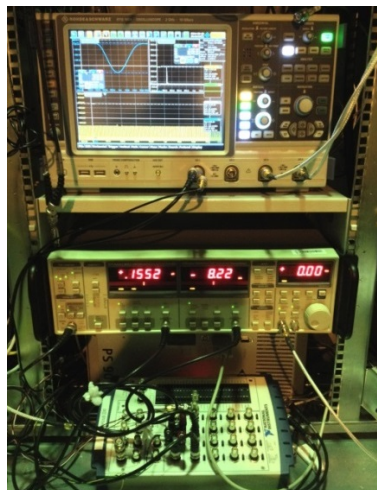


Abbildung 4.30: Testaufbau für die Analyse der BAM-Rohdaten mit Lock-in-Verstärker



Zur Validierung des Funktionsprinzips wurde eine Kalibrierkurve aufgenommen. Abbildung 4.31 zeigt die Ergebnisse der ADC-basierten Datenerfassung gegenüber dem Amplituden- und Phasenverlauf der Lock-in-Messung.

Die Interpretation der Amplitude stellt sich invertiert dar, jedoch ist ein sehr ähnlicher Kurvenverlauf zu beobachten.

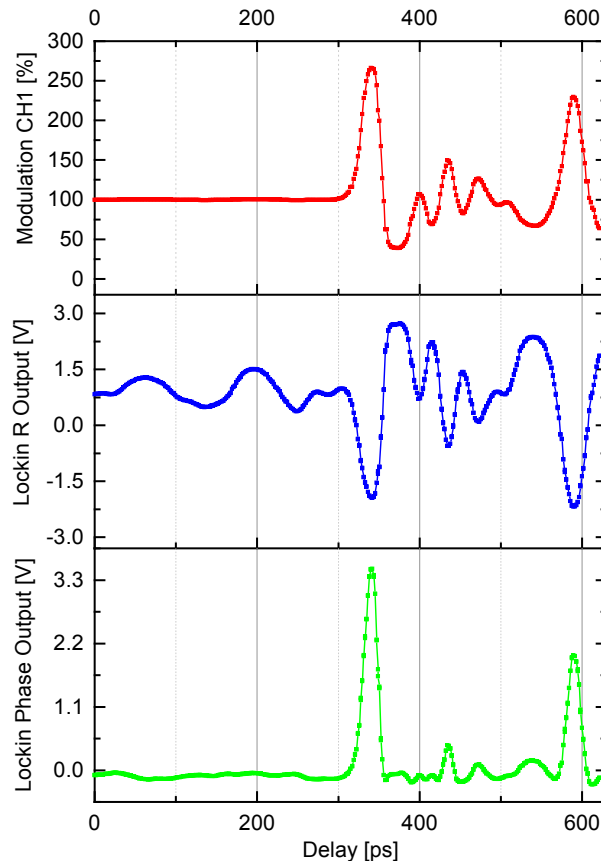


Abbildung 4.31: Kalibriermessung der BAM-Modulation parallel mit ADC und Lockin-Verstärker

Nachteil dieses Messprinzips ist die mangelnde Information über die Ankunftszeit einzelner Elektronenpulse. Ergebnis ist stets der Mittelwert über mehrere Pulse, wobei die Messbandbreite über die Zeitkonstante der Messung variiert werden kann.

Durch die kontinuierliche Mittelung ist ein direkter Vergleich der beiden Ausleseverfahren für einzelne Pulse nicht möglich. Der vom thermionischen Injektor generierte Elektronenstrahl weist zudem einen hohen Anteil an schnellen Jitterkomponenten auf, der durch die Mittelung unterdrückt wird.

Um die zeitliche Drift des Beschleunigers mit beiden Verfahren zu bestimmen wurde für die Evaluierung eine Langzeitmessung von über zwei Stunden durchgeführt. In Abbildung 4.32 wird der Verlauf der Amplitudenmessung des Lock-in-Verstärkers skaliert mit dem Anstieg im Arbeitspunkt dargestellt (rote Kurve). Die blaue Kurve beschreibt den gemittelten Verlauf der ADC-

Messung, wobei jeder Datenpunkt dem Mittelwert über 2 Sekunden (203125 Werte) entspricht. Zum Vergleich wird exemplarisch die maximale Schwankungsbreite für eine 2-Sekunden-Messung gezeigt (orange, bekannt aus Abbildung 4.27).

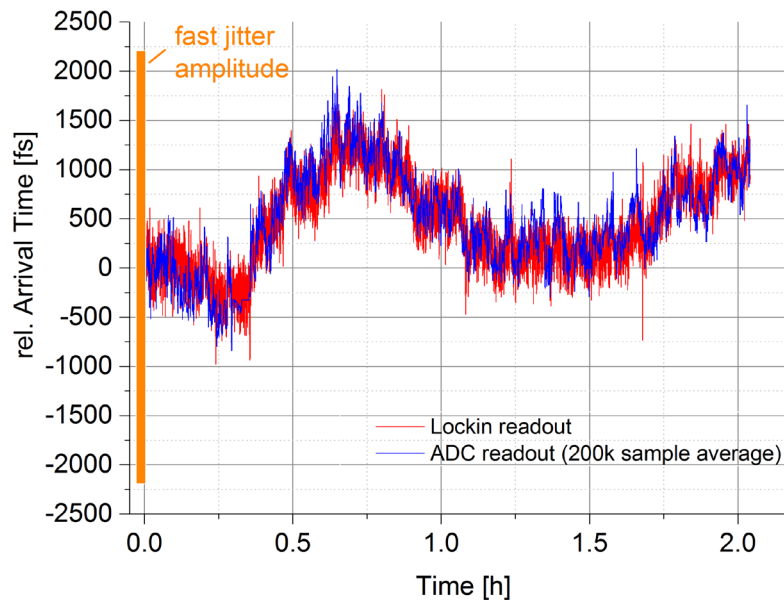


Abbildung 4.32: Vergleich der BAM-Auslese mit Lock-in-Verstärker (rot) mit der ADC-Messung (blau), gemittelt über 200000 Pulse; ergänzend die Ergebnisse einer ADC-Messung ohne Mittelung analog Abbildung 4.27 (orange)

Deutlich zeigt sich ein paralleler Verlauf beider Ausleseverfahren über den dargestellten Messbereich. Die Lock-in-Technik unterdrückt schnelle Fluktuationen und bildet damit den langsamen Driftanteil ab.

Die Datenerfassung mit dem Lock-in-System ist somit besonders gut geeignet, um eine langsame Verschiebung der Ankunftszeit zu detektieren. Die Ausgangsdaten können beispielsweise für die Rückkopplung auf die Phase oder Amplitude des elektrischen Feldes in den supraleitenden Beschleunigerresonatoren genutzt werden, um die Ankunftszeit zu stabilisieren. Die Regelung kann aufgrund der hohen Resonatorgüte nur mit einigen Kilohertz wirken. Schnelle Fluktuationen werden somit nicht kompensiert.

Die Eignung des Lock-in-Ausleseverfahren für die Rückkopplung muss noch messtechnisch verifiziert werden. Erste Messungen zum Prinzip der aktiven Ankunftszeitstabilisierung finden sich in Abschnitt 6.4.

## 4.7 Abschirmung

Der hohe Durchschnittstrom von 1,6 mA des ELBE-Beschleunigers erfordert eine präzise Strahlführung, um die Verluste zu minimieren. Trotzdem wird im Diagnosemodus, der für die Einstellung der Strahlführungselemente genutzt wird, ein Strahlverlust von bis zu 10  $\mu\text{A}$  toleriert. Die Elektronen, die auf das Strahlrohr treffen, werden verzögert und erzeugen Bremsstrahlung. Der Strahlungskegel breitet sich in Bewegungsrichtung der Elektronen aus und wirkt auf die Umgebung ein. Während der Einstellphase des Beschleunigers können stellenweise mehrere 10 Gy/min gemessen werden. Die Strahlung bewirkt ein Verspröden der betroffenen Kabelverbindungen, verringert die Transmission in optischen Elementen und kann integrierte Schaltkreise unbrauchbar machen [42].

Um die Bauteile des BAM-Frontends zu schützen, wurden sie in jeder Richtung mit mindestens 10 cm Blei abgeschirmt (Abbildung 4.33). Die Abschirmung wurde auf einem Podest errichtet, um Faserverbindungen und Kabel von unten zuzuführen und das direkte Eindringen von Strahlung zu verhindern. Abbildung 4.34 zeigt die fertiggestellte Einhausung auf dem Stahlpodest.

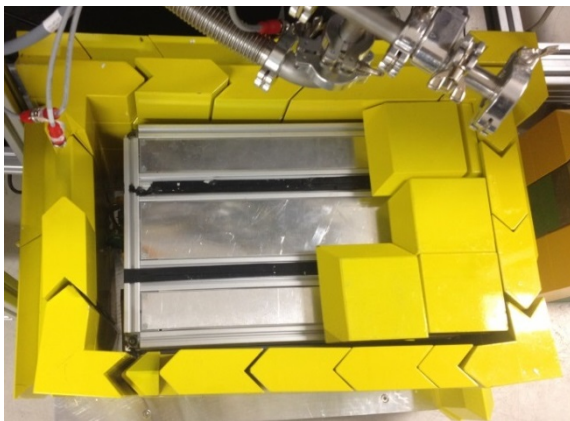


Abbildung 4.33: Blick in die teilweise geöffnete Bleiabschirmung des BAM-Frontends

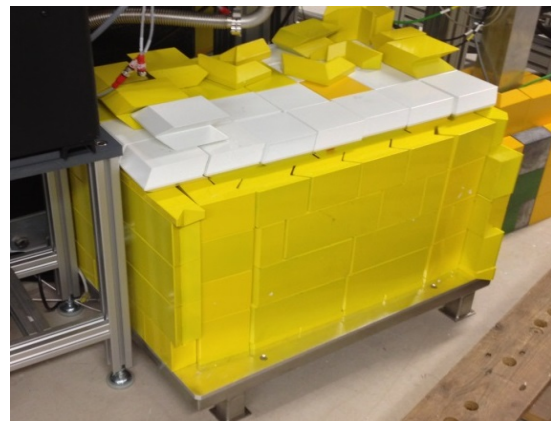


Abbildung 4.34: Vollständig geschlossene Bleiabschirmung des BAM-Frontends

Um die Wirkung der Abschirmung zu prüfen und eventuelle Schwachstellen zu identifizieren, wurden 24 Berylliumoxid-Messsonden an verschiedenen Stellen des Aufbaus angebracht [47]. Damit wurde die akkumulierte Dosis außerhalb und innerhalb der Einhausung während einer Inbetriebnahmeschicht für die angrenzenden THz-Quellen aufgenommen. Die Messschicht dauerte fünf Tage und entsprach der üblichen Nutzung des Strahlabschnitts. Tabelle 4.2 zeigt einen Teil der gemessenen Werte. Die Messwerte außerhalb der Abschirmung (rot) erreichen Werte bis zu 58 Gy, wobei besonders der Teil in Strahlrichtung besonders betroffen ist. Die Werte im Inneren der Abschirmung liegen zwei bis drei Größenordnungen darunter. Der Maximalwert von 58 mGy wird an der Kabeldurchführung erreicht. Als Referenz wurde eine Sonde im Synchronisationslabor platziert, welches sich außerhalb des Kontrollbereichs der Anlage befindet.

Tabelle 4.2: Ausgewählte Ergebnisse der Messsonden ausserhalb (rot) und innerhalb (schwarz) der BAM-Frontend-Abschirmung, dazu der Wert einer Referenzmessung (grün)

Detektornummer	Position	Dosis / mGy
00889	außen – Strahlseite oben	1701,1
00974	außen – Strahlseite unten	1086,8
01087	außen – rechts	646,1
00906	außen – oben	6639,8
01077	außen – vorn	57936,4
01103	EOM 1	17,2
01003	EOM 2	22
00821	Temperaturregler	15,4
00770	opt. Verzögerungsstrecke links	15,8
00891	opt. Verzögerungsstrecke rechts	12
00718	Faserverteilung	21
00894	SMA/FC-APC-Anschlüsse	58
01031	Labor R108 (Referenz)	0,47

# 5 Kompressionsmonitor

---

## 5.1 Motivation

Die longitudinale Ausdehnung der Elektronenpulse ist neben der Ankunftszeit ein wichtiger Parameter für die Generation von Sekundärstrahlung und die damit verbundenen Experimente (vgl. Abschnitt 1.1). Das angewendete Kompressionsverfahren basiert primär auf dem gezielten Aufprägen einer korrelierten Energiemodulation entlang des Elektronenpulses [35]. In der nachfolgenden magnetischen Schikane ergeben sich ungleiche Bahnwege für Elektronen verschiedener Energien, was an ihrem Ausgang zu einer Variation der Pulslänge führt. Abbildung 5.1 zeigt dazu schematisch die unterschiedlichen Trajektorien für Elektronen verschiedener Energie in der Schikane und die Scherung des Elektronenpulses im longitudinalen Phasenraum.

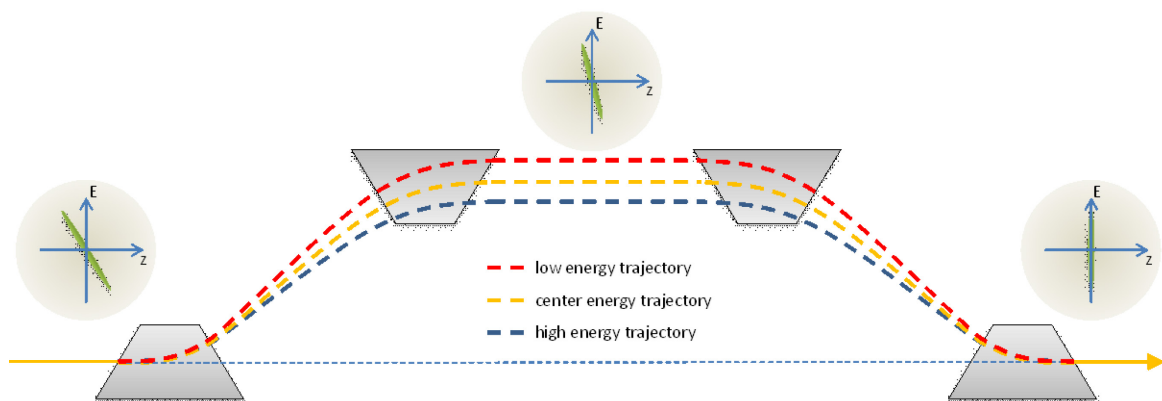


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Elektronenpulscompression mit einer magnetischen Schikane, abgeleitet von [48]

Zur qualitativen Bestimmung der Elektronenpulscompression wurden Diagnosestationen am ELBE installiert. Sie sollen vornehmlich als Orientierungshilfe bei der Optimierung der Strahlführungskomponenten dienen und zukünftig Messsignale für eine Stabilisierung des Kompressionsfaktors liefern. Die folgenden Ausführungen verdeutlichen die wesentlichen physikalischen Zusammenhänge für die Elektronenpulscompression und orientieren sich vorrangig an [49, 50]. Raumladungseffekte und der Einfluss kohärenter Synchrotronstrahlung sollen hier keine Beachtung finden. Die Beschreibung der Eigenschaften eines relativistischen Teilchens mithilfe eines sechsdimensionalen Vektors befindet sich im Anhang dieser Arbeit.

Der Versatz in Ausbreitungsrichtung  $\Delta z$  eines Elektrons in Bezug auf ein Referenzteilchen ist nach einer magnetischen Schikane primär von der linearen longitudinalen Dispersion der Schikane  $R_{56}$  und der relativen Energieabweichung  $\delta$  abhängig und berechnet sich zu

$$\Delta z = R_{56}\delta + T_{566}\delta^2 + U_{5666}\delta^3 + \dots \quad (5.1)$$

Die Dispersionsterme höherer Ordnung ( $T_{566}, U_{5666}$  etc.) können oft vernachlässigt werden, da  $R_{56}$  das Verhalten dominiert. Zur Vereinfachung soll dies hier auch geschehen.

Zur Kompression wird mit dem Beschleunigermodul vor der magnetischen Schikane dem Elektronenpuls gezielt eine longitudinale Energieverteilung aufgeprägt. Dabei sollen die Elektronen im Vorderteil des Pulses weniger Energie erhalten als die Elektronen am Ende des Pulses (vgl. Abbildung 5.1 links). Diese – gemeinhin als Chirp bezeichnete und mit  $h$  abgekürzte – korrelierte Energieverteilung im Puls errechnet sich aus der Amplitude des Beschleunigungsfeldes  $V_{rf}$ , dessen Phase  $\phi$  und der Nominalenergie  $E$  zu

$$h = -\frac{eV_{rf}}{E} k_{rf} \sin(\phi) \quad (5.2)$$

Dabei stellt  $k_{rf}$  die Wellenzahl der Hochfrequenzschwingung dar und lässt sich mit

$$k_{rf} = \frac{2\pi}{\lambda_{rf}} = \frac{2\pi f_{rf}}{c} \quad (5.3)$$

errechnen. Die Energiemodulation nach Durchlaufen des Beschleunigungsfeldes ergibt sich zu

$$\delta_1 = h z_0 + \delta_i \quad (5.4)$$

Wobei  $\delta_i \equiv \Delta E_i / E$  der unkorrelierten Energiebreite entspricht und  $z_0$  der Ausgangsposition. Durch Einsetzen von Gleichung (5.4) in Gleichung (5.1) kann die longitudinale Position des Teilchens nach der magnetischen Schikane mit

$$z_{BC} = (1 + h R_{56}) z_0 + R_{56} \delta_i \quad (5.5)$$

beschrieben werden. Die Berechnung der Varianz bei Betrachtung des zweiten zentralen Moments der Verteilung, liefert nach Radizieren die RMS-Pulslänge

$$\sigma_{z_{BC}} = \sqrt{(1 + h R_{56})^2 \sigma_{z_0}^2 + R_{56}^2 \sigma_{\delta_i}^2} \quad (5.6)$$

Dabei finden die RMS-Pulslänge  $\sigma_{z_0}$  und der unkorrelierte Anteil der relativen RMS-Energieverteilung  $\sigma_{\delta_i}$  des ursprünglichen Pulses Eingang in die Gleichung. Es wird deutlich, dass der aufgeprägte Chirp entscheidenden Einfluss auf die Pulskompression am Ausgang der Schikane hat. Durch Substitution von  $h$  erhält man

$$\sigma_{z_{BC}} = \sqrt{\left(1 - \frac{eV_{rf}}{E} k_{rf} \sin(\phi) R_{56}\right)^2 \sigma_{z_0}^2 + R_{56}^2 \sigma_{\delta_i}^2}. \quad (5.7)$$

Die Amplituden- und Phasenstabilität des Beschleunigungsfeldes bestimmen die Variation der Pulslänge am Ausgang der magnetischen Schikane. Gleichzeitig können diese Parameter gezielt variiert werden, um die Pulskompression am Ausgang der Schikane zu stabilisieren. Aus Gleichung (5.7) wird zudem ersichtlich, dass die minimal erreichbare Pulslänge durch die unkorrelierte Energiebreite  $\sigma_{\delta_i}$  des Pulses limitiert ist.

## 5.2 Funktionsweise

Das Grundprinzip der Kompressionsmonitore (engl. bunch compression monitor – BCM) basiert auf der Detektion der Gesamtintensität kohärenter Strahlung, die von einem Elektronenpaket beim Passieren einer metallischen Oberfläche abgestrahlt wird. Die folgenden Ausführungen orientieren sich an [48, 51-53].

Für den am ELBE aufgebauten BCM werden zwei Arten von kohärenter Strahlung verwendet. Die Erste ist kohärente Übergangstrahlung (engl. coherent transition radiation – CTR), die von relativistischen geladenen Teilchen emittiert wird, wenn es die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen dielektrischen Eigenschaften überwindet [54]. Die Zweite ist kohärente Beugungsstrahlung (engl. coherent diffraction radiation – CDR), die beim Passieren einer Grenzfläche in kurzer Distanz abgestrahlt wird [55].

Kohärenz tritt auf, wenn die erzeugenden Elektronenpulse hinreichend kurz im Verhältnis zur abgestrahlten Wellenlänge sind. Es kommt zu konstruktiver Überlagerung der von einzelnen Elektronen ausgehenden Wellen, was zu einer höheren Intensität der generierten Strahlung führt als im nicht-kohärenten Fall. Abbildung 5.2 verdeutlicht den Einfluss der Elektronenpulslänge auf die Intensität der abgestrahlten Wellen. Dafür sind schematisch zwei Elektronenpulse unterschiedlicher longitudinaler Ausdehnung dargestellt, welche Strahlung gleicher Wellenlänge emittieren. Durch die Komprimierung der Pulslänge verringert sich der Abstand der einzelnen Elektronen und es kommt zu der dargestellt konstruktiven Überlagerung der Wellenfronten.

Für die Emission von Strahlung größerer Wellenlänge ist die Kohärenzbedingung bereits für Elektronenpulse mit größerer Ausdehnung erfüllt.

Charakteristisch für eine kohärente Abstrahlung ist die quadratische Abhängigkeit der Intensität von der Anzahl der Einzelquellen – in dem hier betrachteten Fall also der Elektronen. Bei nicht-kohärenter Abstrahlung ergibt sich ein linearer Zusammenhang (vgl. Abbildung 5.2 rechts).

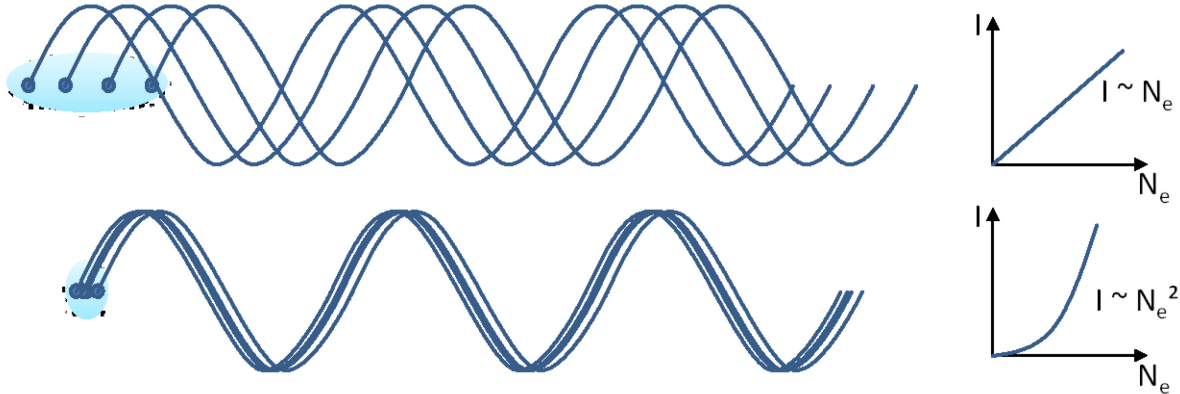


Abbildung 5.2: Visualisierung der inkohärenten (oben) und kohärenten (unten) Abstrahlung, beeinflusst durch die Elektronenpulslänge; dazu qualitativ die Intensität  $I$  in Abhängigkeit von der Anzahl der Elektronen pro Puls  $N_e$ , Darstellung analog zu [56]

Die von einem Elektronenpuls mit  $N$  Elektronen abgestrahlte spektrale Intensität kann mit

$$\frac{d^2U}{d\lambda d\Omega} = \left( \frac{d^2U}{d\lambda d\Omega} \right)_1 (N + N(N-1) \cdot |F(\lambda)|^2) \quad (5.8)$$

berechnet werden. Hier bezeichnet  $\left( \frac{d^2U}{d\lambda d\Omega} \right)_1$  die generierte spektrale Intensität eines Einzelelektrons. Die theoretischen Grundlagen zu dessen Berechnung im Nah- und Fernfeld werden in [55] umfassend dargestellt und sollen an dieser Stelle nicht diskutiert werden. Der in Gleichung (5.8) verwendete longitudinale Puls-Formfaktor  $F$  kann über die Fourier-Transformation

$$F(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} S(z) e^{-2\pi \frac{iz}{\lambda}} dz \quad (5.9)$$

aus der normalisierten Ladungsverteilung  $S(z)$  für einen sich in  $z$ -Richtung bewegenden Puls ermittelt werden.

Die Messung der abgestrahlten Gesamtintensität gibt Aufschluss über die longitudinale Ausdehnung der Elektronenpulse. Ohne jedoch die longitudinale und transversale Verteilung der Elektronen im Puls zu kennen, kann daraus keine Aussage über die absolute Pulsdauer getroffen werden. Zudem muss die Charakteristik des Detektors bekannt sein, um das volle Spektrum rekonstruieren zu können. Mithilfe von Detektoren hoher spektraler Bandbreite kann eine quali-



tative Intensitätsmessung erfolgen, die einen Hinweis auf den gegenwärtigen Kompressionszustand der Elektronenpulse gibt. Diese Messung kann zur Optimierung der Beschleunigereinstellungen oder für eine Rückkopplung zur Stabilisierung der Elektronenpulsdauer verwendet werden.

### 5.3 Umsetzung am ELBE

Ein Bunch Compression Monitor (BCM) stellt am ELBE eine kompakte Kombination aus Sichtschirm und Kompressionsmonitor dar (vgl. Abbildung 5.3). Für die Qualifizierung des Elektronenstrahls kann ein Siliziumschirm in das Strahlrohr eingefahren und die optische Übergangsstrahlung mit einer Kamera erfasst werden. Das Kamerabild gibt Aufschluss über die Lage und transversale Verteilung des Strahls.

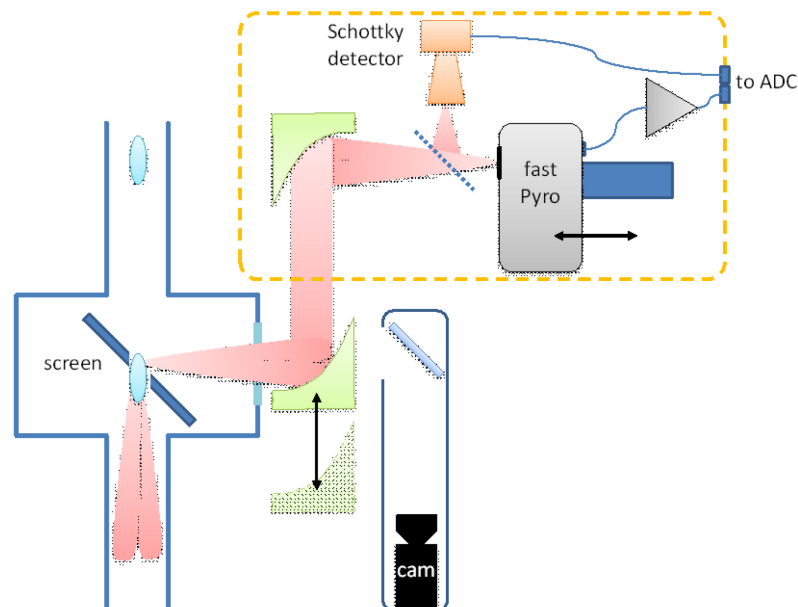


Abbildung 5.3: Schematischer Aufbau einer BCM-Station

Zur qualitativen Bestimmung der Kompression wird ein fokussierender Parabolspiegel in den Strahlweg eingebracht, der den divergenten Strahlungskegel zu einem Parallelstrahl formt. Ein zweiter Parabolspiegel lenkt anschließend den Strahlungspuls auf zwei Detektoren. Die Aufteilung geschieht durch ein Polarisationsgitter. Es kommen zwei Detektortypen zum Einsatz. Der Erste ist ein pyro-elektrischer Sensor mit hoher spektraler Bandbreite und entsprechender Verstärkerschaltung, der es erlaubt, Einzelpulse mit einer Wiederholrate von bis zu 1 MHz zu detektieren. Der Zweite ist ein Schottky-Dioden-Detektor, der einen Spektralbereich von 110 bis 170 GHz umfasst. Beide Sensoren wurden bereits erfolgreich am FLASH eingesetzt [57] und der pyro-elektrische Detektor umfassend charakterisiert [48].

Die Konstruktion am ELBE wurde gegenüber dem FLASH-Aufbau hinsichtlich des Strahltransports und der Abschirmung angepasst. Zusätzlich wurde die Station mit einer Kamera kombiniert, um Informationen über das transversale Strahlprofil zu erhalten. Die Auswerteelektronik zur Digitalisierung der Detektorsignale wurde außerhalb des Beschleunigerraumes installiert und ist mit etwa 40 m Koaxialkabel (Andrew LDF1-50) verbunden. Als Leitungstreiber wurden Spannungsverstärker vom Typ HVA-200M-40-B der FEMTO Messtechnik GmbH verwendet.

Der Schottky-Detektor zeichnet sich durch eine hohe Sensitivität bei Pulslängen oberhalb von einer Pikosekunde aus. Daher wird dieser vornehmlich bei beginnender Komprimierung der Pulse verwendet. Durch seine schmale Eingangsbandbreite von 110 GHz bis 170 GHz ist er jedoch insensitive bei hoher Pulskompression, da dies vor allem Änderungen bei höheren Frequenzkomponenten bewirkt.

Der pyro-elektrische Detektor wurde auf einem Linearantrieb montiert, um ihn längs der optischen Achse zu bewegen. Dadurch kann er gezielt aus dem Fokus des zweiten Parabolspiegels entfernt werden, um die Intensität am Detektorelement zu vermindern und die Sättigung zu vermeiden. Durch diese Maßnahme wird der Dynamikbereich des Messaufbaus erhöht und erlaubt nun Kompressionsmessungen bis zur vorgesehenen maximalen Pulsladung der supraleitenden Elektronenquelle von 1 nC [13]. Der gesamte Aufbau wurde mit einer Bleiabschirmung mit einer Wandstärke von 10 cm umgeben, um die Detektoren vor Bremsstrahlung – hervorgerufen durch Strahlverlust – zu schützen. Abbildung 5.4 zeigt den Aufbau und kennzeichnet die wichtigsten Komponenten.

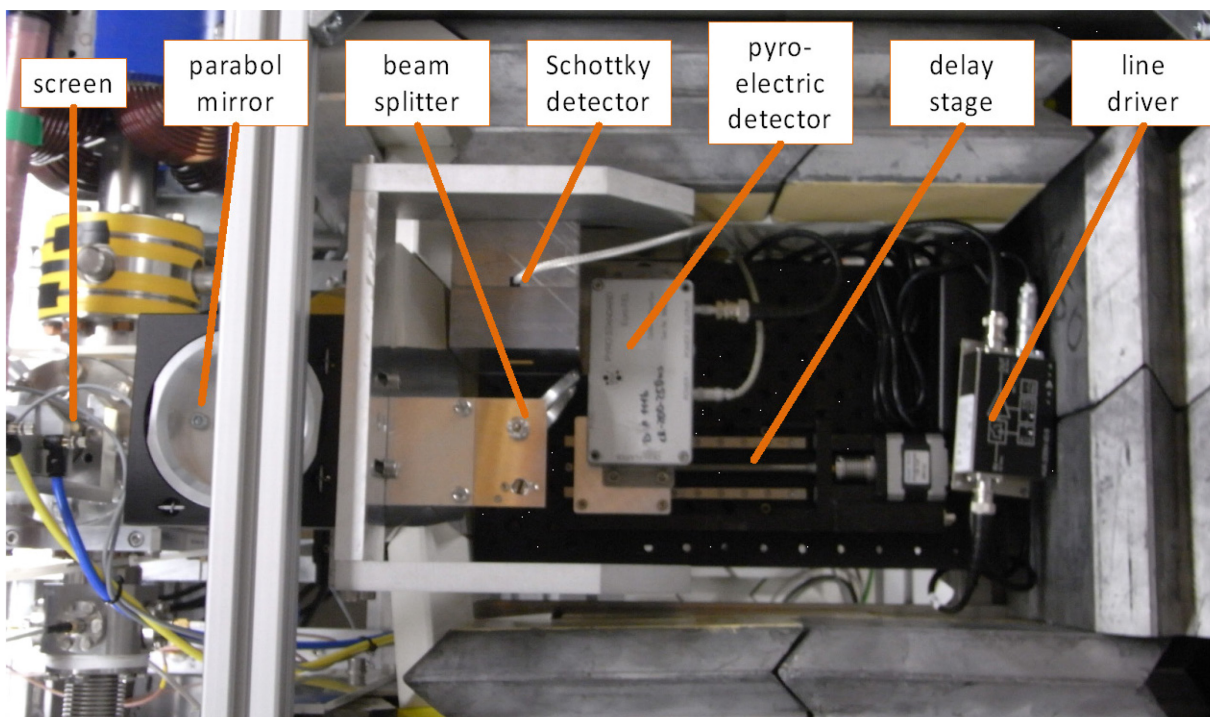


Abbildung 5.4: Aufnahme einer BCM-Station mit Kennzeichnung wichtiger Komponenten

Die BCM-Stationen sind am ELBE mit zwei Schirmquellen ausgestattet. Die erste ist eine massive Siliziumscheibe (CTR), die von oben in die Beamline eingeführt wird. Von unten kann ein identischer Schirm eingeführt werden, der mit einem Loch von 4 mm Durchmesser auf der Strahlachse versehen ist. Dieser Schirm wird als Beugungsstrahlungsquelle (CDR) genutzt und hat den Vorteil, dass er minimal-invasiv auf den Elektronenstrahl wirkt, wenn dieser in der Strahlrohrmitte liegt und ausreichend fokussiert ist. Es treffen ausschließlich nicht-fokussierte Strahlanteile auf den Schirm. Die Diffraktionsquelle kann für die Online-Diagnose der Elektronenpulse verwendet werden und kontinuierlich Informationen zur Pulslänge generieren. Zur Auslese der Detektorsignale wurde ein Oszilloskop verwendet, das vom Timingsystem getriggert wurde. Zukünftig sollen die Signale zusammen mit den Rohsignalen der Ankunftszeitmonitore in einem PXI-System verarbeitet werden (vgl. Abschnitt 4.4).

Kernfunktion der BCM-Station ist die qualitative Bestimmung der Elektronenpulscompression am Messpunkt. Zur Qualifizierung des Aufbaus am ELBE wurden die Detektorsignale bei der sogenannten 1,3-GHz-Phase aufgenommen. Dieser Parameter ändert gleichzeitig die Phasenlage des 1,3-GHz-Bunchers und aller vier supraleitenden Beschleunigerresonatoren in Bezug auf die Elektronenquelle und den 260-MHz-Buncher. Es wird damit der zeitliche Fokus des ersten Teils des thermionischen Injektors gegenüber den weiteren Beschleunigerelementen verschoben. Dadurch ändert sich die Kompression im Injektor, was primär zu einer Pulslängenänderung am Ausgang des Beschleunigers führt [58]. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 5.5 dargestellt.

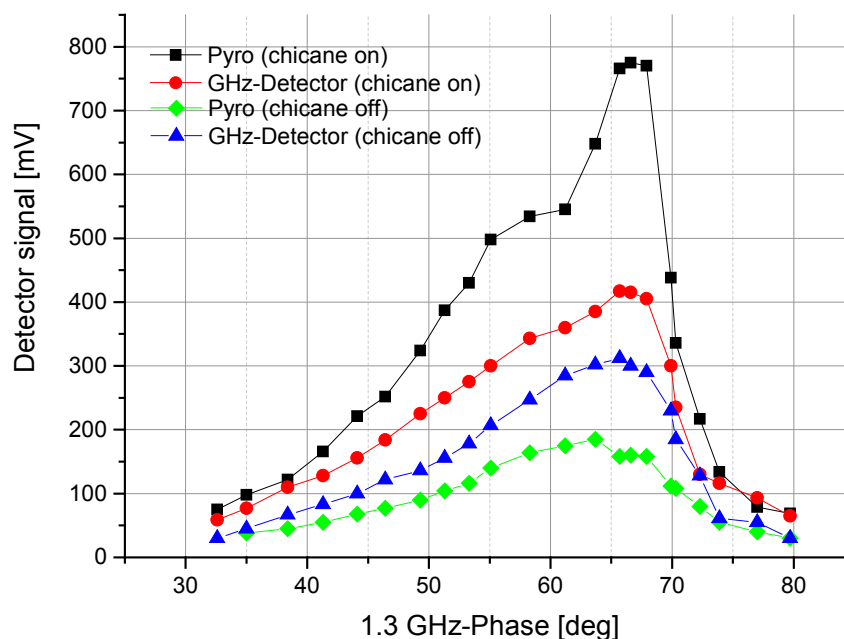


Abbildung 5.5: BCM-Detektorsignale bei Variation der 1,3-GHz-Phase für aktivierte und deaktivierte zweite magnetische Schikane

Man erkennt deutlich ein Maximum für beide Sensortypen bei etwa 67 Grad Phasenverschiebung. Bei weiterer Verschiebung verringern sich die Signalamplituden wieder. Dies entspricht dem erwarteten Verhalten. Der pyroelektrische Detektor zeigt jedoch eine weitaus höhere Sensitivität auf die Pulslängenänderung. Bei in etwa identischer Anfangsamplitude von 75 mV erreicht dieser einen Maximalwert von 775 mV, der Schottky-Detektor jedoch nur in etwa die Hälfte. Die begrenzte Bandbreite des Schottky-Detektors wirkt sich als geringe Empfindlichkeit bei kurzen Elektronenpulsen aus. Frequenzanteile oberhalb von 170 GHz, wie sie für Elektronenpulse mit weniger als 1 ps Dauer charakteristisch sind, können damit nicht mehr erfasst werden.

Um den Einfluss der zweiten magnetischen Schikane unmittelbar vor der Messstation zu visualisieren, wurde die Messung mit deaktivierter Schikane wiederholt. Man erkennt ein ähnliches Verhalten wie zuvor. Auffällig ist jedoch, dass in diesem Fall der pyro-elektrische Detektor weniger Empfindlichkeit gegenüber der Phasenänderung aufweist als der Schottky-Detektor. Wie in [48] dargelegt, ändert sich vor allem die Intensität der niedrigen Frequenzanteile bei Variation langer Elektronenpulse. In Ermangelung einer absoluten Pulslängenmessung kann den jeweiligen Detektoramplituden kein kalibrierter Wert für die Pulslänge zugewiesen werden.

Zur Verifizierung der kohärenten Strahlungsanteile wurden die Detektorsignale zweier BCM-Stationen bei Änderung der Elektronenpulsladung betrachtet. Anhand der Gleichung (5.8) wird deutlich, dass die abgestrahlte Intensität proportional zum Quadrat der Pulsladung ist, falls die Kohärenzbedingung erfüllt ist.

Die erste Station befindet sich hinter der ersten magnetischen Schikane. An dieser Stelle beträgt die zu erwartende Pulsdauer etwa 5 ps RMS [59]. Die zweite Station befindet sich unmittelbar vor dem THz-Undulator, wo die Elektronenpulse auf unter eine Pikosekunde komprimiert werden können [35]. Abbildung 5.6 präsentiert die Ergebnisse dieser Messung für beide BCM-Stationen. Erwartungsgemäß zeigt der pyro-elektrische Detektor der ersten BCM-Station eine geringere Signalamplitude am Ausgang, da die größere Pulslänge nach Gleichung (5.8) eine geringere Strahlungsintensität bewirkt. Zudem ist eher eine lineare Abhängigkeit von der Pulsladung zu beobachten und kein quadratischer Verlauf. Das heißt, die Kohärenzbedingung ist hier nicht vollständig erfüllt. Anders stellt sich die Situation an der zweiten BCM-Station dar. Die Signalamplitude des pyro-elektrischen Detektors zeigt hier einen quadratischen Ausgangssignalverlauf mit der Pulsladung.

Zur Bestätigung des Kurvenverlaufs wurde die Ladungsabhängigkeit des zweiten BCM nochmals aufgenommen und mit der abgestrahlten Intensität der Breitband-THz-Quelle [1] im Experimentallabor verglichen. In Abbildung 5.7 werden die normierten Ergebnisse dieser Messung gegenübergestellt. Die Intensität des THz-Signals wurde im Labor mit Hilfe eines Fourier-Transform-Infrarotspektrometers (FTIR-Spektrometer) bestimmt. Die Kurvenverläufe zeigen einen

quadratischen Verlauf für die Detektion mit dem pyro-elektrischen Element und dem FTIR-Spektrometer. Ab etwa 55 pC Elektronenpulsladung beginnt der Pyro-Detektor vom quadratischen Verlauf abzuweichen und in Sättigung überzugehen.

Für den Routinebetrieb würde der Detektor mit Hilfe der Linearstrecke etwas aus der Fokusposition bewegt werden, um die Sättigung zu vermeiden. Darauf wurde an dieser Stelle verzichtet, um einen kontinuierlichen Verlauf darzustellen.

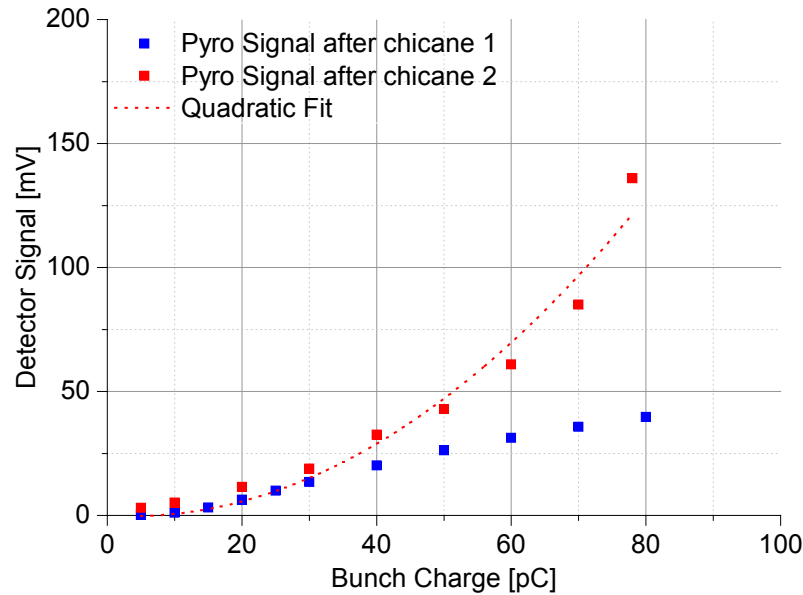


Abbildung 5.6: Detektorsignale der BCM-Stationen vor und nach der finalen Pulskompression

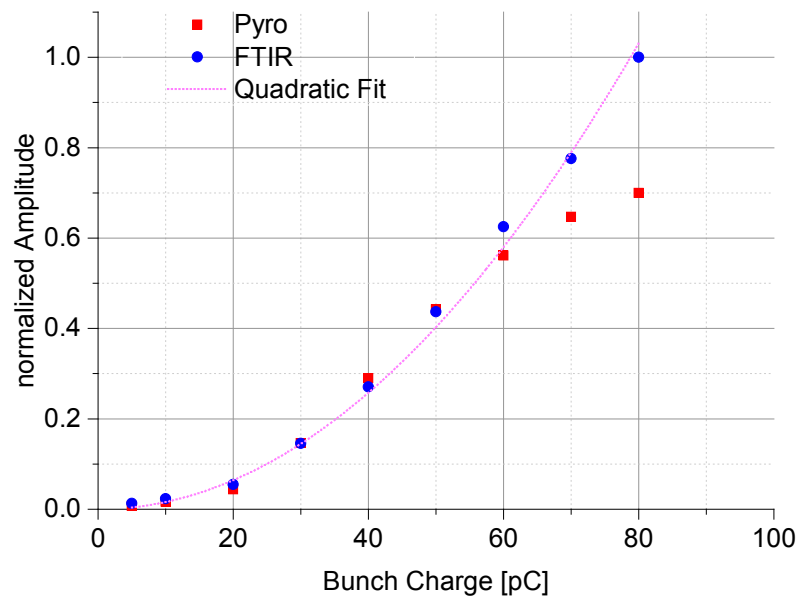


Abbildung 5.7: Ausgangsamplitude des pyro-elektrischen Detektors (rot); dazu die Auswertung der Intensität der kohärenten THz-Strahlung (blau), gemessen im Labor mit einem FTIR-Spektrometer (Messung: M. Gensch)

In der bisherigen Diskussion wurde ausschließlich der longitudinale Formfaktor berücksichtigt. Nach der Darstellung von O. Grimm et al. [53] beeinflusst jedoch auch die transversale Strahlgröße die Intensität der abgestrahlten Leistung. Diese Abhängigkeit konnte am ELBE experimentell nachgewiesen werden. Dafür wurde die Fokussierung des Elektronenstrahls mit Hilfe von Quadrupolen unmittelbar vor dem BCM-Schirm variiert. Die transversale Ausdehnung wurde anhand des Kamerabildes erfasst. Pulsladung, Kompression und Strahllage wurden während der Messung nicht verändert.

Abbildung 5.8 stellt die Ergebnisse dar. Eine Abhängigkeit von der transversalen Pulsform ist klar erkennbar und bestätigt den von O. Grimm et al. vorhergesagten Einfluss. Die in [53] prognostizierte  $1/e$ -Abhängigkeit des Formfaktors kann hier unterstellt werden, weiterführende Messungen müssen dies jedoch verifizieren.

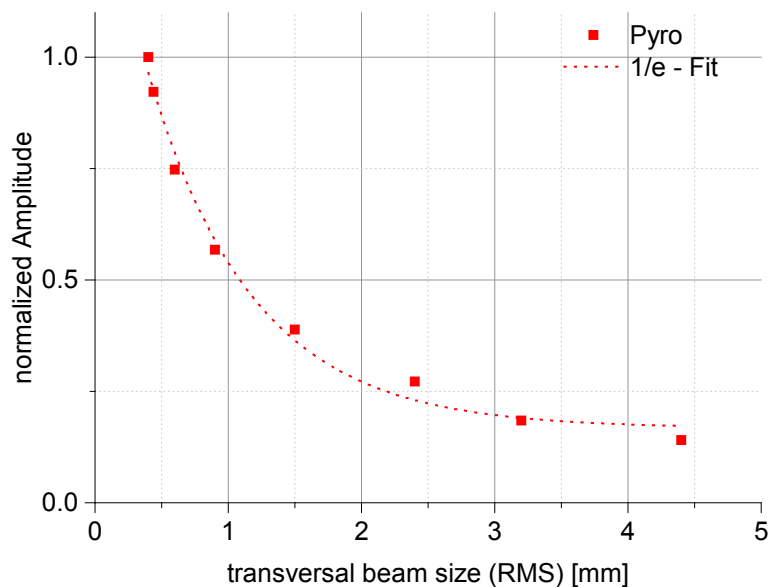


Abbildung 5.8: Abhängigkeit des pyro-elektrischen Detektors von der transversalen Ausdehnung des Elektronenstrahls an der Schirmquelle

Die Ergebnisse zeigen, dass die ausschließliche Betrachtung der Detektoramplituden keine verlässlichen und reproduzierbaren Rückschlüsse auf den Kompressionsfaktor zulassen. Es müssen stets auch Pulsladung und die transversale Ausdehnung der Pulse betrachtet werden. Die Ladung kann mit einem installierten ICT (engl. integrated current transformer) [60] ermittelt werden. Zur Bestimmung der transversalen Ausdehnung wird die in der BCM-Station integrierte Kamera verwendet werden. Verbunden mit dem ELBE-Vision-Programm kann die Strahlabbildung vermessen und reproduzierbar wiederhergestellt werden.

Die BCM-Stationen sollen zur Optimierung der Strahlführung dienen, um die gewünschte Intensität der Sekundärstrahlung zu erzeugen. Abbildung 5.9 zeigt ein 3D-Modell des Beamline-Abschnitts zur Generierung intensiver kohärenter THz-Strahlung. Die Station TH2-DBC.01

befindet sich zwischen den beiden Sekundärstrahlungsquellen, womit ihr eine besondere Stellung beim Optimieren der Strahlführung zukommt.

Zukünftig soll diese Station verwendet werden, um aktiv die Elektronenpulskompression zu stabilisieren. Dafür werden die Daten des BCM als Messgröße für einen Regler verwendet, der die Phase des zweiten Beschleunigermoduls nachführt, um den aufgeprägten Chirp konstant zu halten (vgl. Gleichung (5.7)).

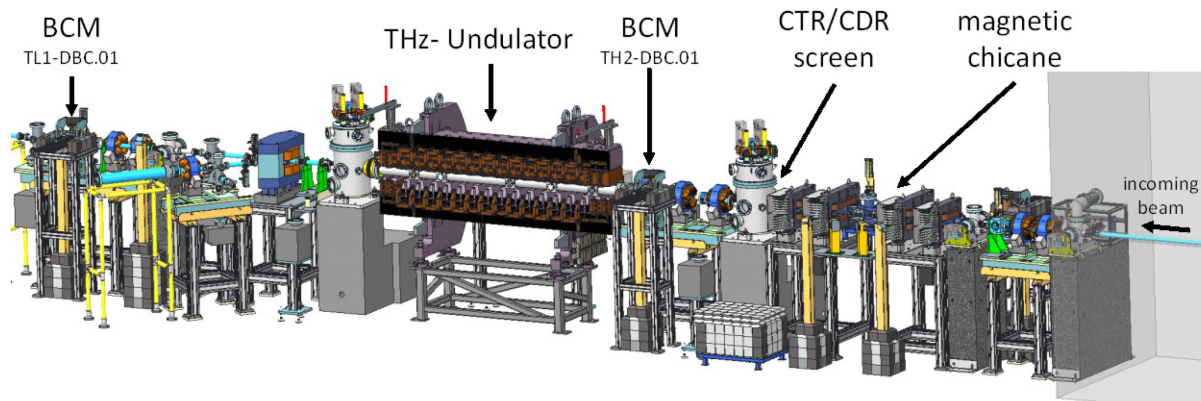


Abbildung 5.9: 3D-Grafik der superradianten THz-Quellen [1] am ELBE (3D-Modell: J. Hauser) mit Markierung der Strahlungsquellen und der Position der Kompressionsmonitore

Die gegenwärtig in den BCM-Stationen eingesetzten Detektoren erlauben keinen Rückschluss auf die abgestrahlten Frequenzkomponenten einer Schirmquelle. Sie erfassen lediglich die Gesamtintensität der Strahlung innerhalb ihrer Eingangsbandbreite. Um zusätzliche Informationen über die spektrale Verteilung der emittierten Strahlung zu erhalten, sollen kompakte THz-Spektrometer eingesetzt werden, die in Kooperation mit dem Lehrstuhl Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Dresden entwickelt werden [61]. Durch ihren Einsatz soll eine Rekonstruktion der spektralen Verteilung möglich werden, was Rückschlüsse auf die tatsächliche Elektronenpulsform erlaubt.





## 6 Maschinenstudien am ELBE-Beschleuniger

### 6.1 Pulskompression

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Pulskompression auf die Elektronenstrahlstabilität diskutiert. Abbildung 6.1 zeigt schematisch, wie der Elektronenpuls während der Kompression schrittweise im longitudinalen Phasenraum verändert wird. Die Elektronen verlassen mit einer schwachen Energie-Zeit-Korrelation das erste Beschleunigermodul. Die erste magnetische Schikane wird benutzt, um den Bunch zeitlich zu dehnen. Diese Dehnung ermöglicht es, eine stärkere Energiemodulation mit dem zweiten Beschleunigermodul aufzuprägen, welche in Verbindung mit der zweiten Schikane die eigentliche Pulskompression bewirkt. Die theoretische Begrenzung der minimal möglichen Pulslänge ist durch die unkorrelierte Energiebreite der Elektronenpulse nach dem ersten Beschleunigermodul festgelegt (Gleichung (5.7)).

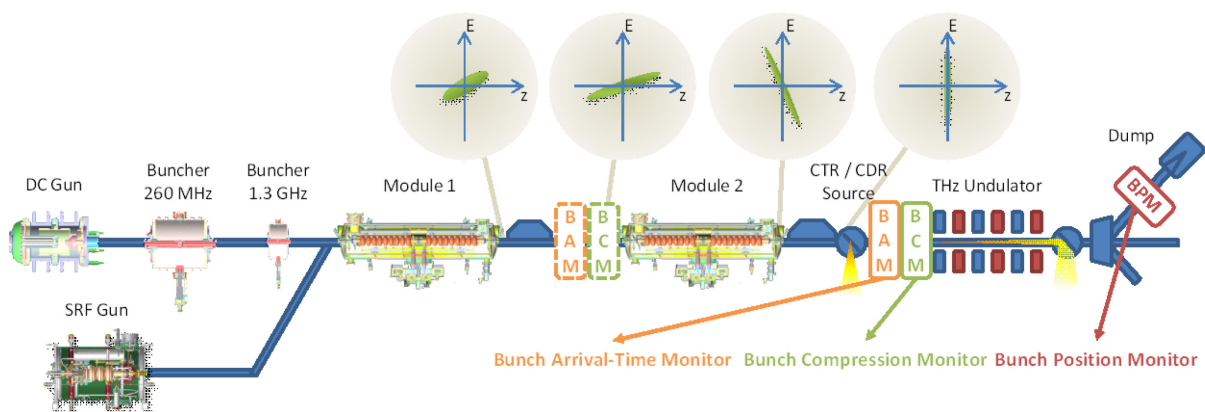


Abbildung 6.1: Pulskompressionsschema am ELBE mit Markierung von Diagnoseelementen

Die Pulskompression mit magnetischen Schikanen stellt hohe Anforderungen an die Stabilität der Beschleunigungsfelder. Amplituden- und Phasenschwankungen führen zur Änderung der Pulslänge und Ankunftszeit nach Durchlaufen der magnetischen Schikane. Schwankungen der Ankunftszeit der Elektronenpulse setzen sich direkt in eine zeitliche Änderung der Sekundärstrahlen um. Die Änderung der Bunchlänge bewirkt derweil eine Intensitätsschwankung bei Sekundärstrahlungsquellen (vgl. Gleichung (5.8)).

Die Pulskompression wird am ELBE gewöhnlich nach einem festen Schema optimiert. Das heißt, die zweite magnetische Schikane hat eine konstante Einstellung und die Phase des zweiten Beschleunigermoduls wird zu positiven Werten verschoben. Die Nominalenergie der Elektronenpulse wird durch Nachführen der Feldamplitude auf einem konstanten Wert gehalten.

Abbildung 6.2 zeigt das normierte Messsignal der BCM-Station TH2-DBC.01 (Position siehe Abbildung 5.9) bei Variation der Phase des zweiten Beschleunigermoduls (linear accelerator 2 – LA2). Ab  $140^\circ$  Phasenverschiebung ist deutlich eine Zunahme des Kompressionsfaktors erkennbar. Bei etwa  $156^\circ$  erreicht dieser seinen Maximalwert, bevor es zum sogenannten overbunching kommt. Dies geschieht, wenn dem Elektronenpuls zu viel korrelierte Energiebreite aufgeprägt wird. Das heißt, die Elektronen am Ende des Pulses haben so viel Energie gegenüber denen im Kopf des Pulses im Beschleunigungsfeld gewonnen, dass sie diese in der magnetischen Schikane nicht nur einholen, sondern sogar an ihnen vorbeiziehen.

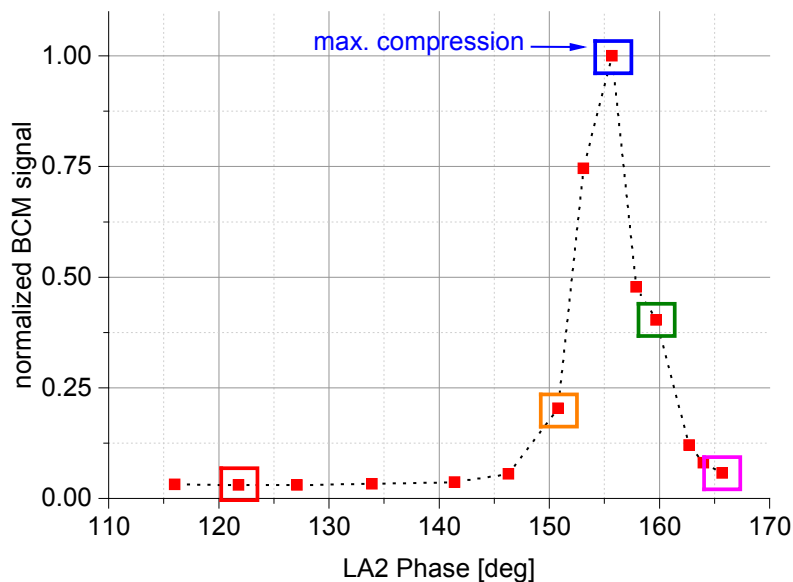


Abbildung 6.2: Ausgangssignal des BCM bei Variation der Phase des zweiten Moduls (LA2)

Für jeden in Abbildung 6.2 gezeigten Kompressionsmesspunkt wurde die Ankunftszeit aller Elektronenpulse in einem Messintervall von 2 Sekunden aufgenommen (203125 Werte). Zusätzlich wurde die Positionsschwankung des Elektronenstrahls in x-Richtung im dispersiven Zweig vor dem Strahlfänger (engl. dump) gemessen. Die Lageschwankungen des Elektronenstrahls nach dem Ablenkdiol geben Aufschluss über seine Energiestabilität.

Die Ermittlung der Position erfolgte mit der schnellen BPM-Ausleselektronik. Diese basiert auf einem logarithmischen Verstärker und erlaubt es, die Positionen einzelner Elektronenpulse zu erfassen [62]. Für die schnelle Auslese der Daten mit Einzelpulsauflösung wurde ein ADC-Modul (NI 5761) mit nachgeschaltetem FPGA (NI 7952R) verwendet, die speziell für diese Messung

installiert wurden. Die digitale Verarbeitung und Speicherkapazität limitierte die Datenerfassung auf 1000 aufeinander folgende Werte.

Aus der Variation der horizontalen Ablage kann die Energieänderung errechnet werden. Dafür muss der Bahnradius  $R$  im Dipol, dessen Ablenkwinkel  $\alpha$  sowie die Länge der anschließenden Driftstrecke  $L$  bekannt sein und berechnet sich dann mit  $\delta_{in} = dE/E_0$  zu

$$dx_{out} = \frac{dE}{E} [R(1 - \cos \alpha) + L \sin \alpha]. \quad (6.1)$$

Durch Umformen der Gleichung erhält man

$$dE = \frac{E}{R(1 - \cos \alpha) + L \sin \alpha} dx. \quad (6.2)$$

Eine ausführlichere Beschreibung hierzu findet sich im Anhang dieser Arbeit.

Mit dem BPM-Modul wird ausschließlich die Lage des Ladungsschwerpunkts eines Elektronenpulses bestimmt. Änderungen der transversalen Ausdehnung, hervorgerufen durch das Aufprägen der Energiemodulation, beeinflussen das Messergebnis damit nicht.

Im Folgenden sollen fünf – in Abbildung 6.2 farbig markierte – Kompressionszustände exemplarisch diskutiert werden. Sie bilden das Verhalten des Elektronenstrahls bei steigender, maximaler und fallender Kompression ab.

Abbildung 6.3 zeigt die Ankunftszeitmessung über einen Beobachtungszeitraum von 200 ms. Man erkennt bei geringer Kompression (LA2-Phase  $121,8^\circ$ ) Ankunftszeitschwankungen von bis zu 5 ps Spitze-zu-Spitze. Dabei sind periodische Bestandteile sichtbar, die von hochfrequenten Jitterkomponenten überlagert sind. Mit fortschreitender Kompression steigt die absolute Amplitude der Schwankungen, jedoch reduzieren sich die hochfrequenten Bestandteile. Bei höchster Kompression (LA2-Phase  $155,7^\circ$ ) erreicht die Jitteramplitude ihren Maximalwert von 7 ps Spitze-zu-Spitze, wobei der hochfrequente Rauschanteil minimal ist. Mit weiterer Vergrößerung des Chirps beginnt die Pulslänge am Ausgang der magnetischen Schikane erneut größer zu werden. Die Jitteramplitude verringert sich auf etwa 4 ps Spitze-zu-Spitze und die hochfrequenten Frequenzkomponenten werden wieder sichtbar.

Durch die abgebildeten Messdiagramme wird deutlich, dass während des Durchlaufens verschiedener Stadien der Pulskompression gleichzeitig eine Transformation des Ankunftszeitjitters vorgenommen wird. Dieser verändert sich sowohl in der Amplitude als auch in der spektralen Zusammensetzung.

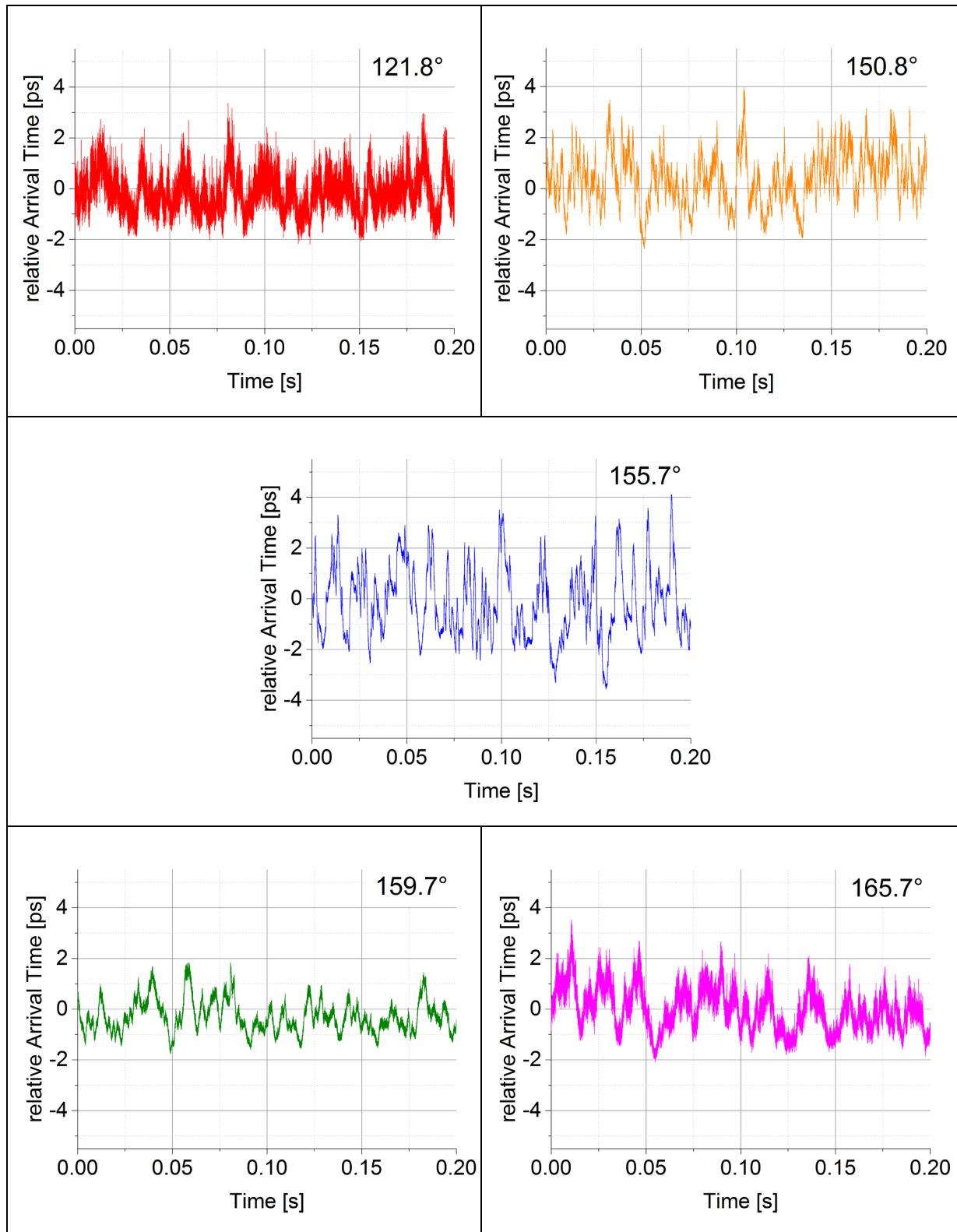


Abbildung 6.3: Ergebnisse der Ankunftszeitmessung bei Variation der Pulscompression – angegeben als Phasenwerte von LA2 – über einen Beobachtungszeitraum von 0,2 s (entspricht 20312 Elektronenpulsen bei 101 kHz)

Zur Identifikation der Rauschkomponenten wurde die spektrale Leistungsdichte des Ankunftszeitjitters unter Verwendung der Time-Integral-Squared-Amplitude-Methode (TISA) berechnet. Durch Integration kann daraus die frequenzabhängige Varianz und durch anschließendes Radizieren der RMS-Jitter bestimmt werden. Anhand des Kurvenverlaufs ist eine Quantifizierung charakteristischer Komponenten des Spektrums und des Gesamtjitters über ein Messintervall von 10 Hz bis 50 kHz möglich.

Die Ergebnisse der Berechnung für die ansteigende Kompression sind in Abbildung 6.4 und für die fallende Kompression (over-bunching) in Abbildung 6.5 dargestellt. Die Farbkodierung der einzelnen Messkurven ist analog zur Darstellung im Zeitbereich (Abbildung 6.3). Es zeigt sich, dass für geringe Kompression ( $121,8^\circ$ ) ein erhöhtes Rauschniveau im Spektralbereich von 3 kHz bis 50 kHz messbar ist. Dies führt zu einem RMS-Jitter von 143 fs. Mit ansteigender Kompression werden diese Rauschanteile auf unter 10 fs reduziert. Gleichzeitig steigt aber der RMS-Jitter im Intervall von 10 Hz bis 1 kHz von etwa 600 fs RMS ( $121,8^\circ$ ) auf bis zu 950 fs RMS ( $155,7^\circ$ ). Klar erkennbar sind dann die Harmonischen der Netzfrequenz von 100 Hz, 150 Hz und 250 Hz.

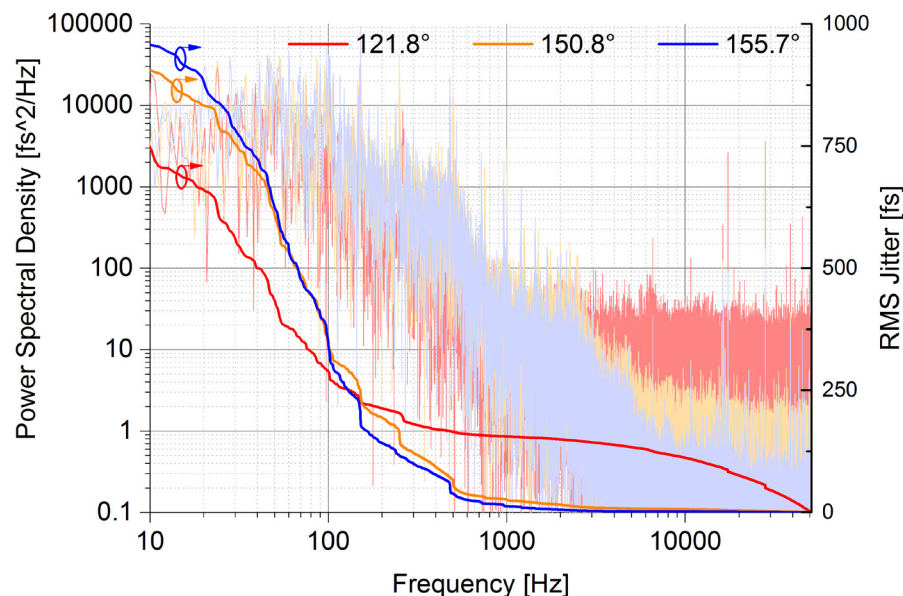


Abbildung 6.4: Leistungsdichtespektrum der Ankunftszeitänderung sowie dessen frequenzabhängiger RMS-Jitter für verschiedene Phasenwerte des zweiten Beschleunigermoduls bei zunehmender Kompression (vgl. Abbildung 6.2)

Bei fallender Kompression stellt sich ein ähnliches Verhalten ein. Das heißt, mit steigender Pulslänge sinkt der Rauschanteil im niedrigen Frequenzbereich. Er fällt sogar unter den Ausgangswert auf etwa 510 fs RMS (165,7°). Dominant sind abermals die spektralen Komponenten der Netzfrequenz, diesmal besonders die Fundamentale bei 50 Hz.

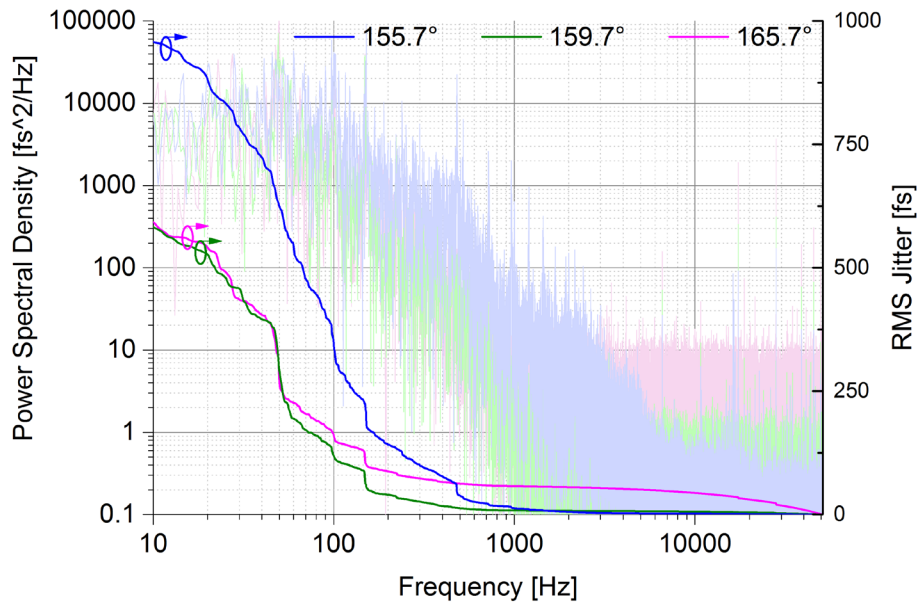


Abbildung 6.5: Leistungsdichtespektrum der Ankunftszeitänderung sowie dessen frequenzabhängiger RMS-Jitter für verschiedene Phasenwerte des zweiten Beschleunigermoduls bei abnehmender Kompression (vgl. Abbildung 6.2)

Hochfrequente Jitterkomponenten können ausschließlich vom thermionischen Injektor in das System eingebracht werden. Die hohe Güte der supraleitenden Kavitäten verhindert schnelle Schwankungen in Phase oder Amplitude des Beschleunigungsfeldes. Aus der Näherungsgleichung (2.2) wird ersichtlich, dass der Eingangsjitter aus dem Injektor und dem ersten Beschleunigermodul mit steigender Kompression unterdrückt wird

$$\sigma_{t,eBunch} \sim \frac{1}{C} \sigma_{t,Inj} \quad (6.3)$$

Gleichzeitig haben jedoch Phasenschwankungen

$$\sigma_{t,eBunch} \sim \left( \frac{C-1}{C} \right) \sigma_{\phi} \quad (6.4)$$

und Amplitudenschwankungen des elektrischen Feldes

$$\sigma_{t,eBunch} \sim \frac{\sigma_A}{A} \quad (6.5)$$

starken Einfluss auf die Ankunftszeitschwankungen des Ausgangspulses.

Die durchgeführten Messungen machen diese Zusammenhänge sichtbar. Die hochfrequenten Jitterkomponenten des Elektronenstrahls sind damit der Elektronenquelle zuzuordnen. Die daneben vorhandenen niederfrequenten Störungen werden vermutlich durch die Elektronenquelle und durch die Beschleunigerkavitäten verursacht. Teilweise können Störungen aus dem ersten Beschleunigerteil durch geeignete Wahl von Phase und Amplitude des zweiten Beschleunigermoduls kompensiert werden. Bei over-bunching verringert sich der niederfrequente Jitteranteil im Elektronenstrahl, indem korrelierte Störungen im zweiten Modul den Jitterkomponenten aus dem ersten Modul entgegenwirken.

Im Hinblick auf eine zukünftige Rückkopplung zur Stabilisierung der Ankunftszeit ist das nachgewiesene Verhalten von Vorteil. Der überwiegende Teil des Jitters im Elektronenstrahl wird bei hoher Kompression von niederfrequenten Störern verursacht. Eine Rückkopplung mit wenigen Kilohertz Bandbreite, wie sie mit den verwendeten Reglern möglich ist, kann demnach wirkungsvoll eingesetzt werden. Ein Grundlagenversuch dazu wird in Abschnitt 6.4 beschrieben.

Im Spektrum werden neben den Komponenten der Netzfrequenz diskrete hochfrequente Störungen bei 17 kHz und 28 kHz deutlich. Ihre Ursache wird in Abschnitt 6.2 diskutiert.

Parallel zur Ankunftszeitmessung wurde die Energiestabilität des Elektronenstrahls mit einem BPM-System im dispersiven Beschleunigerabschnitt untersucht. Abbildung 6.6 präsentiert die Ergebnisse über einen Beobachtungszeitraum von 9 ms. Es zeigt sich, dass die Energievariation bei schwacher Kompression sehr gering ist und mit wachsender Phasenverschiebung des zweiten Beschleunigermoduls rasch größer wird.

Bei geringer Kompression werden die Elektronenpulse im Maximum des elektrischen Feldes (on-crest) beschleunigt. Dabei ist on-crest die Energieänderung bei einer Phasenänderung geringer als fern vom Maximum. Je weiter vom Maximum (off-crest) der Elektronenpuls in das Beschleunigerfeld eintritt, desto stärker wird diese Energie-Phasen-Abhängigkeit. Anschaulich wird dies durch die Gleichung des Energiegewinns eines relativistischen Teilchens in einem Beschleunigungsfeld:

$$E_1 = E_0 + eV_{rf} \cos(\phi_{rf} + \Delta\phi + z_0 k_{rf}), \quad (6.6)$$

mit  $E_1$  der Endenergie,  $E_0$  der Eingangsenergie sowie der Phase  $\phi_{rf}$  und Amplitude  $V_{rf}$  des Beschleunigungsfeldes.  $\Delta\phi$  beschreibt die Änderung der Beschleunigerphase,  $k$  die Wellenzahl der Hochfrequenzschwingung und  $z_0$  die longitudinale Position des Teilchens. Die Komponente  $z_0 k_{rf}$  beschreibt somit die Abhängigkeit der Ausgangsenergie von der Ankunftszeit der Elektronen im Beschleunigungsfeld. Das heißt, Ankunftszeitschwankungen aus dem Injektor bilden sich

als Energieschwankungen am Ausgang des Beschleunigermoduls ab. Ähnlich verhält es sich mit der Variation der korrelierten Energiebreite nach dem Beschleunigermodul (Gleichung (5.2)), die sich in eine Kompressionsänderung nach dem Durchlaufen der Schikane umsetzt.

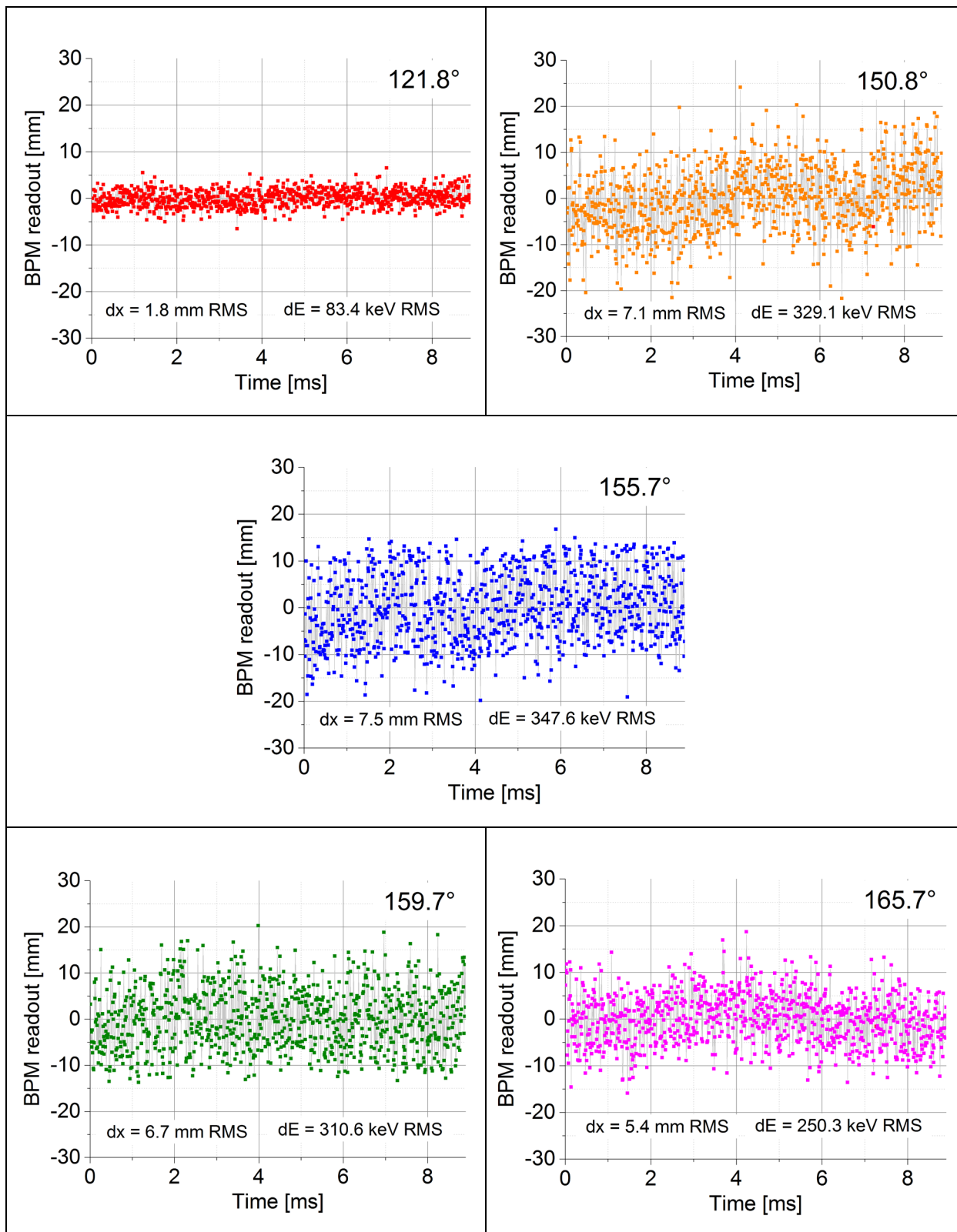


Abbildung 6.6: Ergebnisse der Positionsmessung bei Variation der Pulskompression – angegeben als Phasenwerte von LA2 – über einen Zeitraum von 9 ms



Zur Identifikation einzelner Störkomponenten wurden auch für die Positionsvariation die spektrale Leistungsdichte und die RMS-Positionsschwankungen errechnet. Abbildung 6.7 stellt die Ergebnisse in einem Intervall von 10 kHz bis 50 kHz grafisch dar. Man erkennt die von der Ankunftszeitmessung bekannten diskreten Störer bei 17 kHz und 28 kHz. Die Strahlageschwankungen sind mit 1,2 mm RMS über den betrachteten Bereich minimal und steigen auf fast 5 mm RMS für hohe Kompression an. Für starke Überkompression ( $165,7^\circ$ ) verringern sich die Positionsschwankungen auf etwa 3 mm RMS.

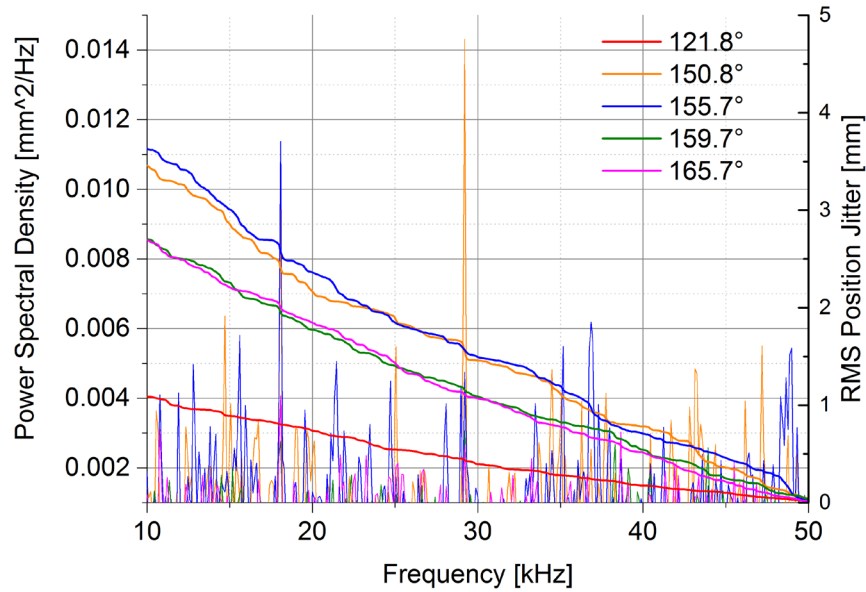


Abbildung 6.7: Leistungsdichtespektrum der Positionsänderung sowie dessen frequenzabhängiger RMS-Jitter für verschiedene Phasenwerte des zweiten Beschleunigermoduls (vgl. Abbildung 6.2)

Als Zusammenfassung dieses Abschnitts werden sämtliche Ergebnisse der Ankunftszeit- und Energiemessung und der Verlauf der Pulskompression in Abbildung 6.8 als Histogramme gezeigt. Neben den fünf bisher diskutierten Messpunkten beinhaltet diese Darstellung auch die übrigen Kompressionszustände. Die Ankunftszeitschwankungen wurden einmal für das Gesamtspektrum sowie im Intervall von 5 kHz bis 50 kHz dargestellt. Dadurch ist der direkte Vergleich mit der Energiemessung im gleichen Intervall möglich.

Diese Darstellungsweise verdeutlicht das gegenläufige Verhalten von Energieschwankungen und Ankunftszeitjitter für hochfrequente Anteile. Die Konversion, hervorgerufen durch die Komponente  $kz_0$  in Gleichung (6.6), kann hier direkt nachvollzogen werden.

Eine überarbeitete digitale Auslese der BPM-Daten soll es ermöglichen, den vollen Spektralbereich zu erfassen, um die Ergebnisse mit denen der BAM-Messung zu korrelieren. Die Ausgangswerte können auch für ein zu implementierendes Rückkopplungssystem zur Strahlenergiestabilisierung genutzt werden.

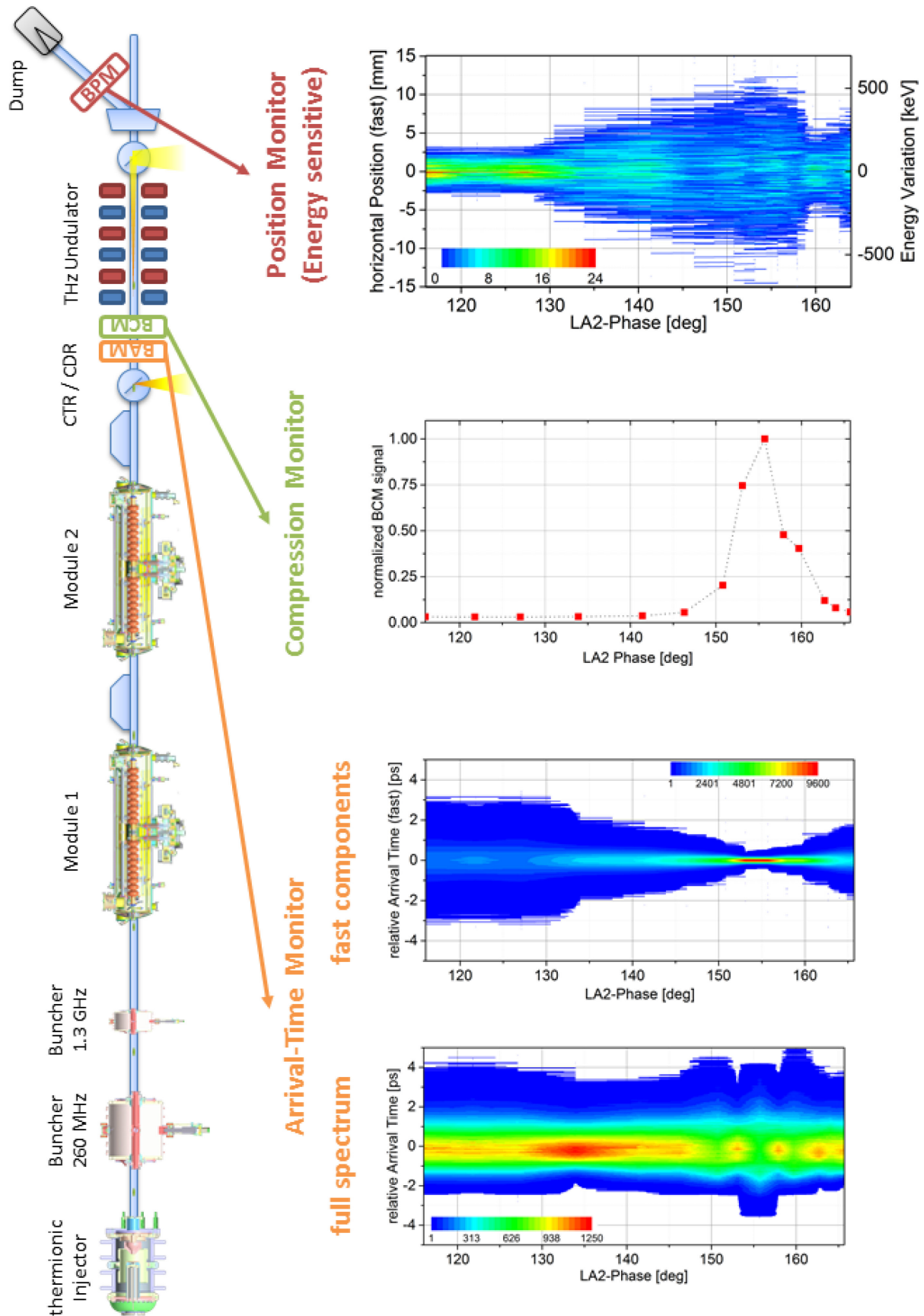


Abbildung 6.8: Ankunftszeitjitter und Puls-zu-Puls-Schwankungen gegenüber der BCM-Amplitude und der Positionsschwankung im dispersiven Zweig bei Variation der Pulscompression für den thermionischen Injektor

## 6.2 Einfluss der Hochspannung auf die Strahlstabilität

Im vorangegangenen Abschnitt wurde die spektrale Leistungsdichte der Ankunftszeit dargestellt (vgl. Abbildung 6.4 und Abbildung 6.5). Neben niederfrequenten Störungen, die vor allem von der Netzfrequenz hervorgerufen wurden, zeigten sich diskrete Rauschanteile oberhalb von 10 kHz. Aufgrund der hohen Güte der supraleitenden Beschleunigerresonatoren können diese nicht ursächlich für schnelle Schwankungen sein. Deshalb wurde die Stabilität des thermionischen Injektors untersucht, wobei der Schwerpunkt der Analyse auf den Schwankungen des Hochspannungsnetzteils lag. Aus Tabelle 2.1 ist bekannt, dass sich Schwankungen der Hochspannungsversorgung der thermionischen Elektronenquelle besonders stark auf die Ankunftszeit der Elektronenpulse auswirken.

Zur Quantifizierung der Hochspannungsschwankungen wurde am Fußpunkt des Spannungsteilers ein Messwiderstand von  $12,5\text{ k}\Omega$  eingefügt, um eine Teilung von 1 zu 10000 zu erreichen. An diesem Messpunkt wurde der Wechselanteil (engl. alternating current – AC) mit einem Oszilloskop aufgenommen. Der schematische Aufbau der thermionischen Elektronenquelle und der eingefügte Messwiderstand sind in Abbildung 6.9 dargestellt. Die Streukapazität der Gesamtanordnung sowie die Kabelverbindung von 50 m beeinflussen die Amplitude der gemessenen Signale. Somit sind die in Abbildung 6.10 abgebildeten Kurvenverläufe und die daraus abgeleiteten Störungsamplituden eher als Richtgrößen zu bewerten denn als Absolutwerte.

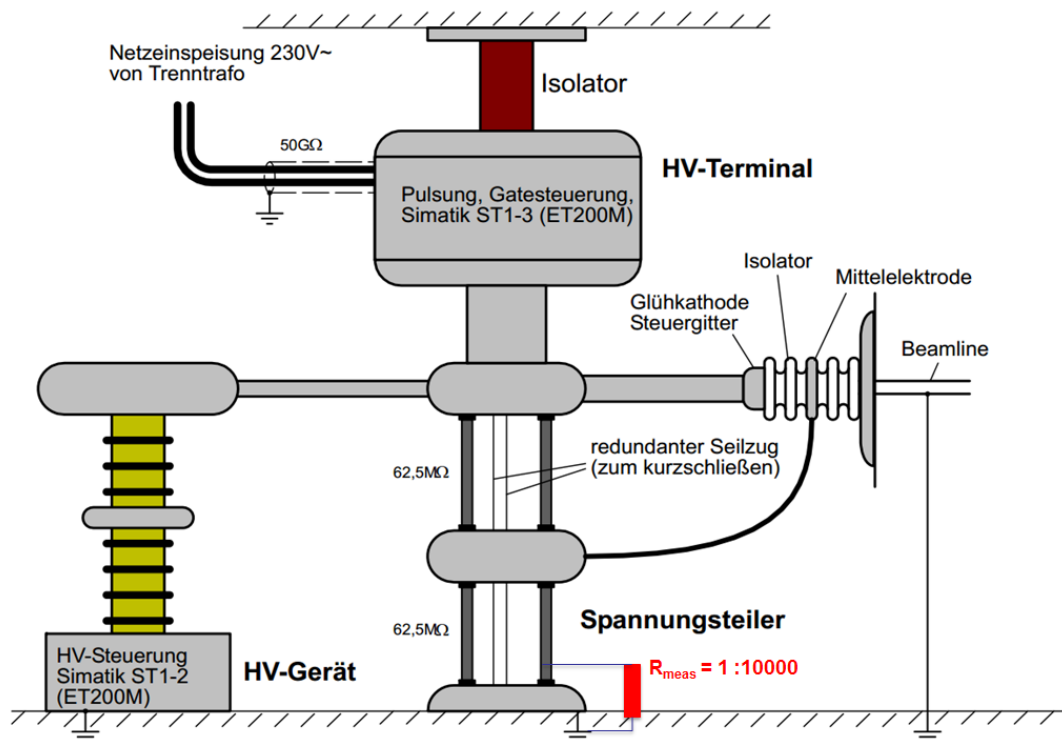


Abbildung 6.9: Schema des Hochspannungsterminals und der Elektronenquelle des thermionischen Injektors mit Markierung eines Messwiderstands für Stabilitätsmessungen (Bildquelle: [63])

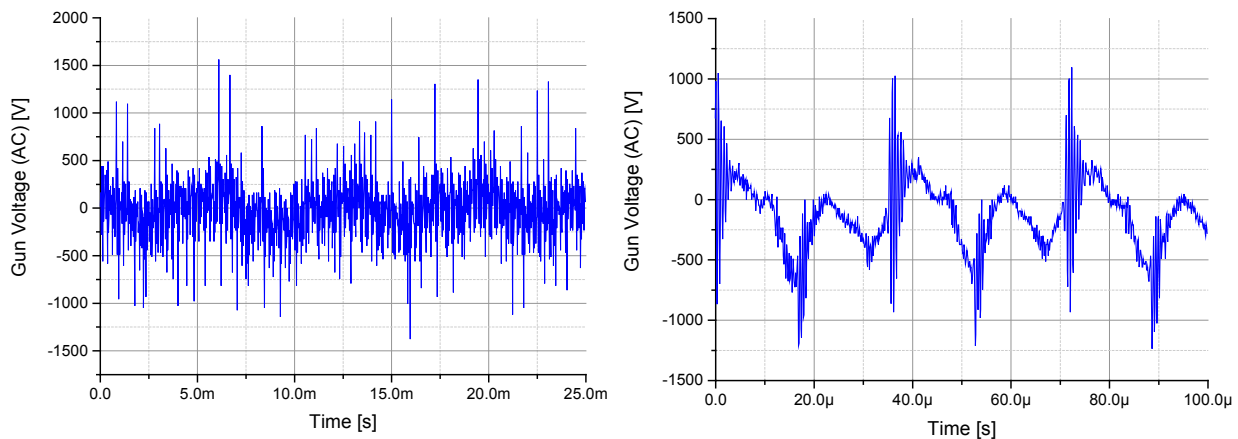


Abbildung 6.10: Aufnahme der Spannungsschwankungen des Hochspannungsnetzteils der thermionischen Elektronenquelle über einen Zeitraum von 25 ms (a) und 100  $\mu$ s (b)

Es sind deutlich hochfrequente, periodische Störungen in den Spannungsverläufen zu erkennen. Dominierend sind kurze Störimpulse mit einer Periode von etwa 35  $\mu$ s. Hinzu kommen negative Spannungssprünge im gleichen Zyklus, jedoch um eine halbe Periode versetzt. Eine sinusartige Schwingung mit etwa 18  $\mu$ s Zeitkonstante überlagert die kurzen Sprünge. Die gesamte Schwankungsbreite wurde nach diesem Verfahren zu etwa 2 kV bestimmt.

Zur besseren Beurteilung des Einflusses einzelner Störkomponenten wurde aus den Messwerten die spektrale Leistungsdichte der Hochspannungsschwankungen bestimmt und daraus die frequenzabhängige mittlere quadratische Schwankung (in V RMS) ermittelt. In Abbildung 6.11 sind beide Kurven dargestellt und diskrete Störfrequenzen gekennzeichnet. Es wird deutlich, dass Störungen bei 28 kHz und harmonische Frequenzkomponenten einen Großteil der gemessenen Schwankungen verursachen. Ihre Amplitude ist um eine Größenordnung höher als die der übrigen Störkomponenten. Quelle dieser 28-kHz-Frequenzanteile ist nach Aussage des Herstellers (Glassman High Voltage Incorporated, vgl. [64]) das Schaltnetzteil im Fuß des Cockcroft-Walton-Generators [65]. Dieses arbeitet mit einer Schaltfrequenz von 28 kHz. Die gemessene Welligkeit ist jedoch um eine Größenordnung höher als vom Hersteller spezifiziert (<0,05 % RMS). Vermutlich sind Alterungsprozesse der Elektronikkomponenten nach 13 Jahren Betrieb in einer Umgebung mit erhöhtem Strahlungspegel Ursache für die Abweichungen. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit wurde veranlasst, das Hochspannungsgerät auszutauschen.

Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass mit dem verwendeten Messverfahren die absolute Amplitude der Spannungsschwankungen nicht zweifelsfrei bestimmt werden kann. Der eingefügte Spannungsteiler hat aufgrund der nicht zu vermeidenden Parasitärkapazitäten einen unbekannten Frequenzgang. Zudem können externe Störquellen auf die Messung einwirken und diese verfälschen. Gleichwohl sind die gemessenen Frequenzkomponenten charakteristisch für Jitterkomponenten aus dem thermionischen Injektor, wie die folgenden Betrachtungen zeigen.

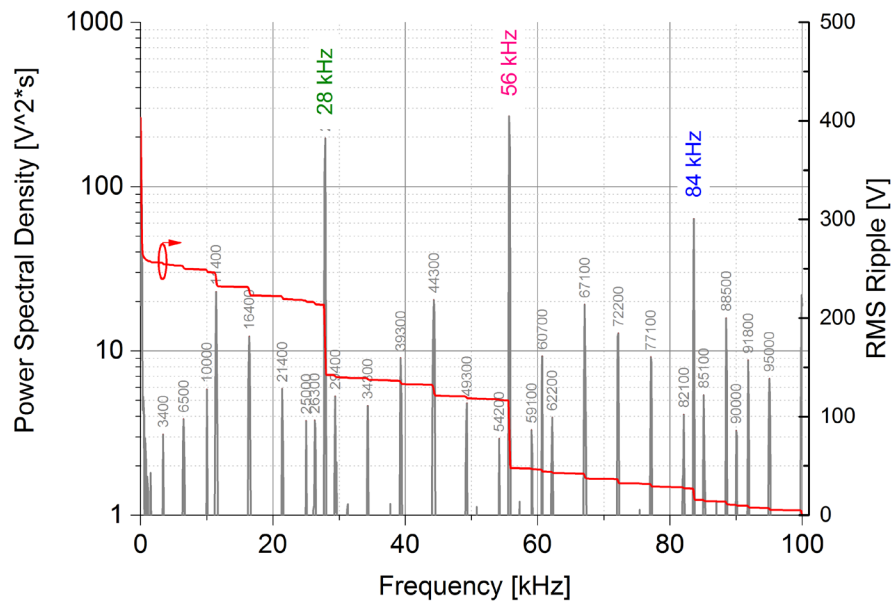


Abbildung 6.11: Leistungsspektrum des Hochspannungssignals des thermionischen Injektors (logarithmisch aufgetragen) mit Markierung diskreter Frequenzkomponenten und Integration zur Bestimmung des quadratischen Mittelwerts der Schwankungen

Die Auswirkung der Hochspannungsschwankungen auf die Stabilität des Elektronenstrahls wurde mit dem Ankunftszeitmonitor, einer Frequenzanalyse der CTR-Sekundärstrahlungsquelle und mit einer Analyse der hochfrequenten Strahllageschwankungen in einem dispersiven Beschleunigerabschnitt evaluiert. Mit jedem Diagnoseelement wurden spektrale Komponenten der Hochspannungsvariation nachgewiesen.

Abbildung 6.12 zeigt das Leistungsdichtespektrum einer BAM-Messung bei 101 kHz und hoher Pulscompression, vergleichbar mit denen in Abbildung 6.4. Zur besseren Identifikation diskreter hochfrequenter Störquellen wurde jedoch eine lineare Teilung der Frequenzachse gewählt. Zudem wurden Frequenzkomponenten farblich gekennzeichnet, die zweifelsfrei durch die Elektronenquelle herbeigeführt wurden.

Die obere Grenzfrequenz des Spektrums ist durch die Wiederholrate des Elektronenstrahls definiert, da jeder Elektronenpuls einen gültigen Messwert liefert. Vereinfacht kann dies als Abtastung der Beschleunigerrauschkomponenten mit dem Elektronenstrahl beschrieben werden. Es ist jedoch zu beachten, dass diese Quasi-Abtastung ohne Bandbreitebegrenzung vorgenommen wird. Störungen mit einer größeren Frequenz als die halbe Wiederholrate des Elektronenstrahls (Nyquist-Shannon-Abtasttheorem) tauchen als sogenannte Spiegelfrequenzen im Messspektrum auf.

Diesem Effekt kann durch Messungen bei verschiedenen Wiederholfrequenzen des Beschleunigers begegnet werden. Markante Frequenzkomponenten, die nach dem Wechsel der Puls wiederholrate spektral verschoben erscheinen, sind eindeutig als Spiegelfrequenzen identifizierbar.

Im vorliegenden Fall wurde die doppelte Wiederholrate von 202 kHz gewählt, die Ergebnisse sind in Abbildung 6.13 dargestellt. Höhere Wiederholraten konnten nicht angewendet werden, da zum Zeitpunkt der Messung ein Strahlstrom von 10  $\mu\text{A}$  nicht überschritten werden durfte. In dem betreffenden Beschleunigerabschnitt war das Maschinensicherheitssystem noch nicht vollständig in Betrieb genommen. Messungen mit vergleichbarer Auflösung im CW-Modus konnten somit nur bei 202 kHz durchgeführt werden, bevor die Begrenzung erreicht war.

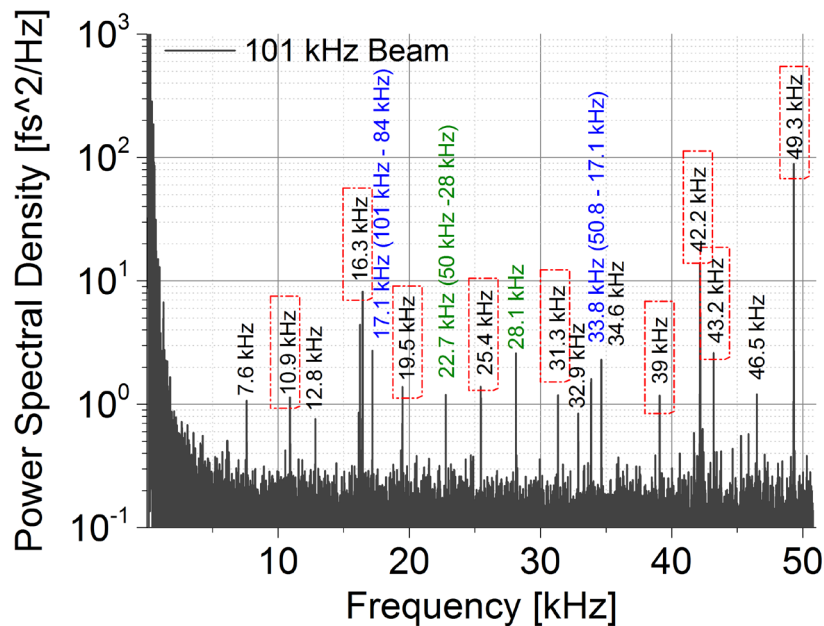


Abbildung 6.12: Leistungsdichtespektrum des BAM-Signals mit Markierung diskreter Rauschkomponenten bei 101-kHz-Wiederholrate

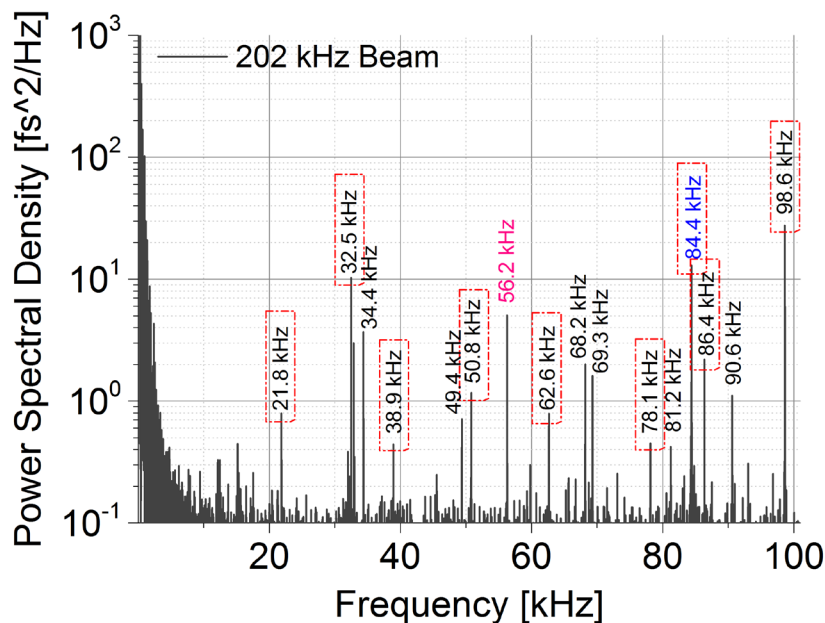


Abbildung 6.13: Leistungsdichtespektrum des BAM-Signals mit Markierung diskreter Rauschkomponenten bei 202-kHz-Wiederholrate



Für beide Wiederholfrequenzen sind diskrete Störkomponenten erkennbar. Spektrale Anteile, die zweifelsfrei auf Schwankungen der Hochspannungsversorgung des thermionischen Injektors zurückzuführen sind, wurden entsprechend Abbildung 6.11 farblich gekennzeichnet. Für Störli-  
nien, die durch Unterabtastung entstanden sind, wurde deren Entstehung in Klammern be-  
schrieben. Daneben sind weitere Störer sichtbar, deren Ursache noch nicht identifiziert werden  
konnte. Sie sind nicht in beiden Spektren nachweisbar oder sind spektral verschoben. Diese  
wurden rot umrandet. Durch Messungen bei noch höherer Pulswiederholrate können die ur-  
sprünglichen Störfrequenzen identifiziert werden, welche einen Hinweis auf die Quellen geben.

Zur Einordnung der Auswirkungen auf die absolute zeitliche Stabilität des Elektronenstrahls  
wurden beide Kurven nochmals in logarithmischer Darstellung abgebildet und der Frequenzver-  
lauf des RMS-Jitters eingefügt. Es wird deutlich, dass bei den hier dargestellten Rauschspektren  
bei hoher Pulscompression vornehmlich die niederfrequenten Schwankungen die Ankunftszeit  
dominieren. Die hochfrequenten Störungen mit schmaler Bandbreite tragen wenig zum absolu-  
ten Jitter bei, dokumentieren jedoch die Empfindlichkeit des Messsystems. Niederfrequente  
Rauschanteile verschieben sich für unterschiedliche Pulswiederholraten. Während in Abbildung  
6.14 (101 kHz) besonders Störer bei 30 Hz und 50 Hz erheblich zum Gesamtjitter beitragen, sind  
es in Abbildung 6.15 (202 kHz) vornehmlich 100-Hz-Störer. Es ist hier nicht eindeutig zuzuord-  
nen, ob die niederfrequenten Schwankungen vom Injektor oder den supraleitenden Beschleuni-  
germodulen auf den Strahl aufgeprägt werden. Die Erkenntnisse aus Abschnitt 6.1 lassen darauf  
schließen, dass mit wachsender Kompression verstärkt niederfrequente Rauschquellen durch  
die Beschleunigerresonatoren auf den Elektronenstrahl einwirken. Eine im Aufbau befindliche  
BAM-BCM-Station vor LA2 kann zukünftig eine Separierung der Rauschquellen ermöglichen.

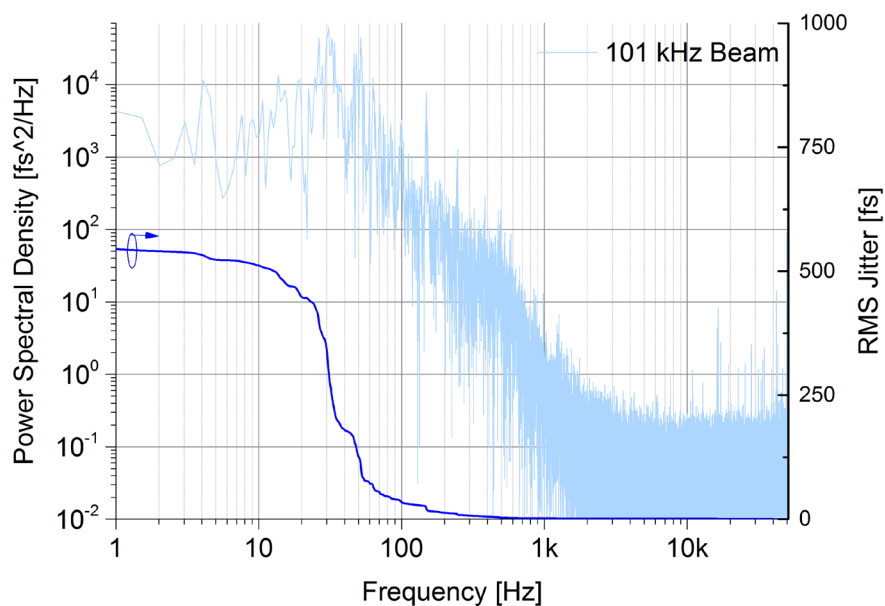


Abbildung 6.14: Leistungsdichtespektrum und RMS-Jitter bei 101-kHz-Wiederholrate

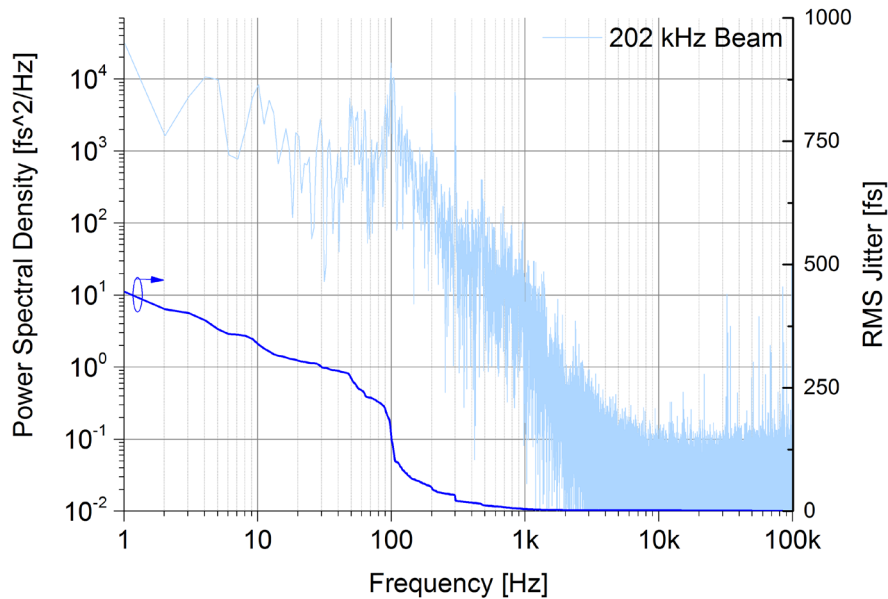


Abbildung 6.15: Leistungsdichtespektrum und RMS-Jitter bei 202-kHz-Wiederholrate

Schwankungen der Hochspannung im Injektor haben nicht nur Einfluss auf die Ankunftszeit der Elektronenpulse. Sie bilden sich zudem als Variation der Nominalenergie ab [15]. Zur Untersuchung der Energieschwankungen wurde die in Abschnitt 6.1 beschriebene Anordnung mit einem BPM im dispersiven Beschleunigerabschnitt verwendet. In diesem Fall wurde jedoch ein elektrischer Spektrumanalysator für die Datenerfassung verwendet, um einen größeren Spektralbereich abdecken zu können. Abbildung 6.16 stellt das gemessene Spektrum dar und kennzeichnet signifikante Störfrequenzen.

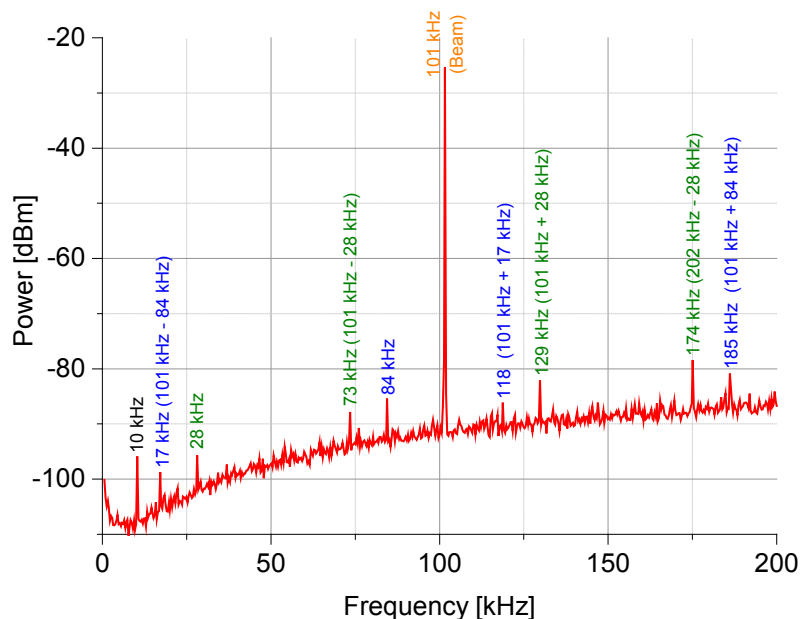


Abbildung 6.16: Spektrum der schnellen analogen Positionsbestimmung der Elektronenbunche (BPM) mit Kennzeichnung der Strahlkomponente (orange) und der vom Injektor hervorgerufenen Störungen bei 84 kHz (blau) und 28 kHz (grün) und den entstehenden Spiegelfrequenzen



In der gezeigten Messkurve können, abgesehen von einer 10-kHz-Komponente, sämtliche Störungen den Hochspannungsschwankungen des Injektors zugeordnet werden. Weitere spektrale Anteile sind nicht erkennbar, können jedoch durch das relativ hohe Grundrauschen überdeckt sein. Die Messkurve bestätigt jedoch die Erkenntnisse der Ankunftszeitmessungen und den dominierenden Einfluss der Hochspannungsschwankungen. Die 10-kHz-Störung wurde als Leckstrom des Makropuls-Generators identifiziert, der zu einer unerwünschten Ablenkung des Elektronenstrahls im Injektor führt. Die Auswirkungen des Effekts wurden bereits als Intensitätsschwankungen am Freie-Elektronen-Laser beobachtet [66].

Die beschriebenen Strahllageschwankungen im dispersiven Beschleunigerabschnitt bilden Abweichungen der Nominalenergie der Elektronenpulse ab (vgl. Gleichung (6.1)). Die daraus resultierende Variation der korrelierten Energiebreite führte im Zusammenspiel mit der magnetischen Schikane zu einer Modulation der Pulslänge (Gleichung (5.7)). Die damit verbundene Änderung des longitudinalen Formfaktors wirkt sich direkt auf die Intensität der generierten THz-Strahlung aus (Gleichung (5.8)).

Um die Intensitätsschwankungen der breitbandigen kohärenten THz-Quelle [1] zu bestimmen, wurde ein schneller pyro-elektrischer Detektor verwendet, wie er auch im BCM Einsatz findet (vgl. Kapitel 5). Das Ausgangssignal des Detektors wurde mit einem elektrischen Spektrumanalysator aufgenommen und ist in Abbildung 6.17 festgehalten. Mit diesem Messverfahren konnten ebenfalls die Einflüsse der Hochspannungsschwankungen nachgewiesen werden. Sie beherrschen den hochfrequenten Anteil des Störspektrums in Anzahl und Amplitude. Wie zuvor in den BAM-Messkurven sind jedoch auch diskrete Störer unbekannter Herkunft erkennbar. Wenn in Gleichung (5.7) die Phasen- und Amplitudenvariation des Beschleunigungsfeldes ( $\Delta\phi$ ,  $\Delta V_{rf}$ ) und die Ankunftszeitschwankungen der Elektronenpulse bei Eintritt in das Beschleunigermodul  $kz_0$  eingefügt werden, ergibt sich die Gleichung

$$\sigma_{z_{BC}} = \sqrt{\left(1 - \frac{e(V_{rf} + \Delta V_{rf})}{E} k_{rf} \sin(\phi + \Delta\phi + kz_0) R_{56}\right)^2 \sigma_{z_0}^2 + R_{56}^2 \sigma_{\delta_i}^2}. \quad (6.7)$$

Dadurch wird erkennbar, wie die Pulsdauer nach der Kompressionsstrecke von der Stabilität des Beschleunigungsfeldes und von der Ankunftszeit der Elektronenpulse im Beschleunigungsfeld abhängen. Letztere werden vor allem von den Schwankungen der Hochspannung des thermionischen Injektors hervorgerufen. Schwankungen des Beschleunigungsfeldes können – zumindest für die hochfrequenten Komponenten – vernachlässigt werden, da diese durch die hohe Güte der supraleitenden Resonatoren sehr gering sind.

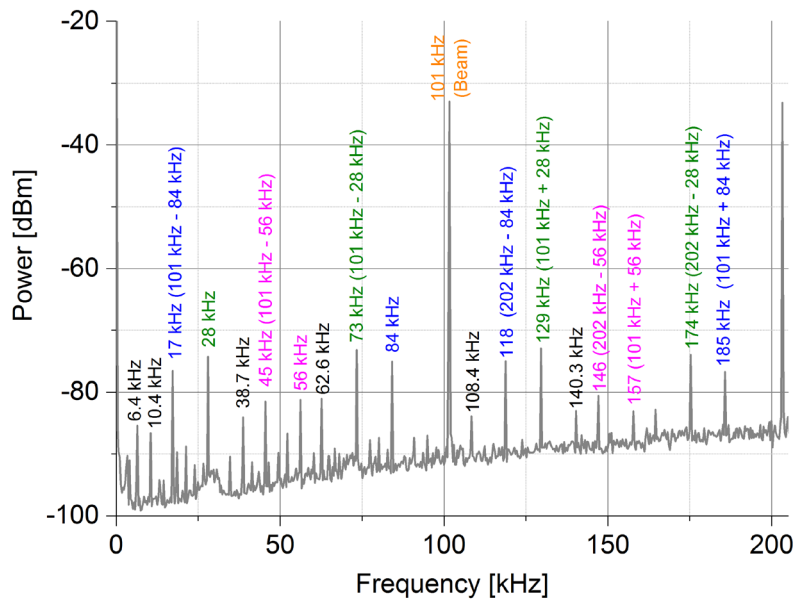


Abbildung 6.17: Intensitätsspektrum der CDR-THz-Quelle, aufgenommen mit einem schnellen pyroelektrischen Detektor, wie am BCM verwendet

Es ist festzuhalten, dass durch Einsatz eines Messwiderstands die Schwankungen der Hochspannungsversorgung der thermionischen DC-Quelle qualitativ bestimmt wurden. Eine Fourier-Analyse offenbarte charakteristische spektrale Anteile, die die Spannungsvariationen dominieren. Diese diskreten Störfrequenzen konnten bereits früher am Freie-Elektronen-Laser als Intensitätsschwankungen nachgewiesen werden [66]. Sie wurden jedoch fälschlicherweise als Oszillationen des Detektors interpretiert.

Anhand von drei unabhängigen Messverfahren wurde der Einfluss der Hochspannungsvariationen auf die Ankunftszeit, die Energiestabilität und der Pulskompression bestimmt. In jedem der drei gemessenen Leistungsdichtespektren konnten die spezifischen Störfrequenzen nachgewiesen werden. Um die Störquellen zu eliminieren, wurde veranlasst, das Hochspannungsgerät zu ersetzen. Die anschließende Wiederholung der Messungen wird zeigen, ob die Störungen dadurch vermindert werden können.

## 6.3 Messungen mit supraleitender Elektronenquelle

Die bisher diskutierten Messungen wurden stets unter Verwendung der thermionischen Elektronenquelle durchgeführt. Am ELBE-Beschleuniger wird die Entwicklung einer supraleitenden Photoelektronenquelle (kurz: SRF-Gun) aktiv voran getrieben [13]. Diese Art von Injektor zeichnet sich durch eine gute Strahlqualität bei gleichzeitig hoher Pulsladung und Wiederholrate aus und eignet sich damit insbesondere für CW-Beschleunigeranlagen.

Abbildung 6.18 zeigt den schematischen Aufbau der Quelle, bestehend aus dem Beschleunigerresonator und dem umgebenden Kryostaten. Sie soll Elektronenpulse mit einer Ladung von bis zu 1 nC generieren, um am Ausgang des Beschleunigers intensive Sekundärstrahlung mit hoher Wiederholrate erzeugen zu können. Die SRF-Gun wird gegenwärtig nicht im Routinebetrieb eingesetzt, soll jedoch in Zukunft für ausgewählte Experimente Elektronenpulse hoher Qualität liefern.

Zur Evaluierung der Elektronenquelle wurde die Ankunftszeitvariation und Pulsenergieschwankung bei verschiedenen Kompressionszuständen der Elektronenpulse gemessen. Das Messverfahren ist identisch dem in Abschnitt 6.1 beschriebenen Vorgehen am thermionischen Injektor. Abbildung 6.19 zeigt den Amplitudenverlauf des BCM-Signals bei Variation der Kompression. Dazu wurde erneut die Phase des zweiten Beschleunigermoduls zu positiven Werten verschoben und die Nominalenergie der Pulse durch Erhöhen der Amplitude des Beschleunigungsfeldes stabilisiert.

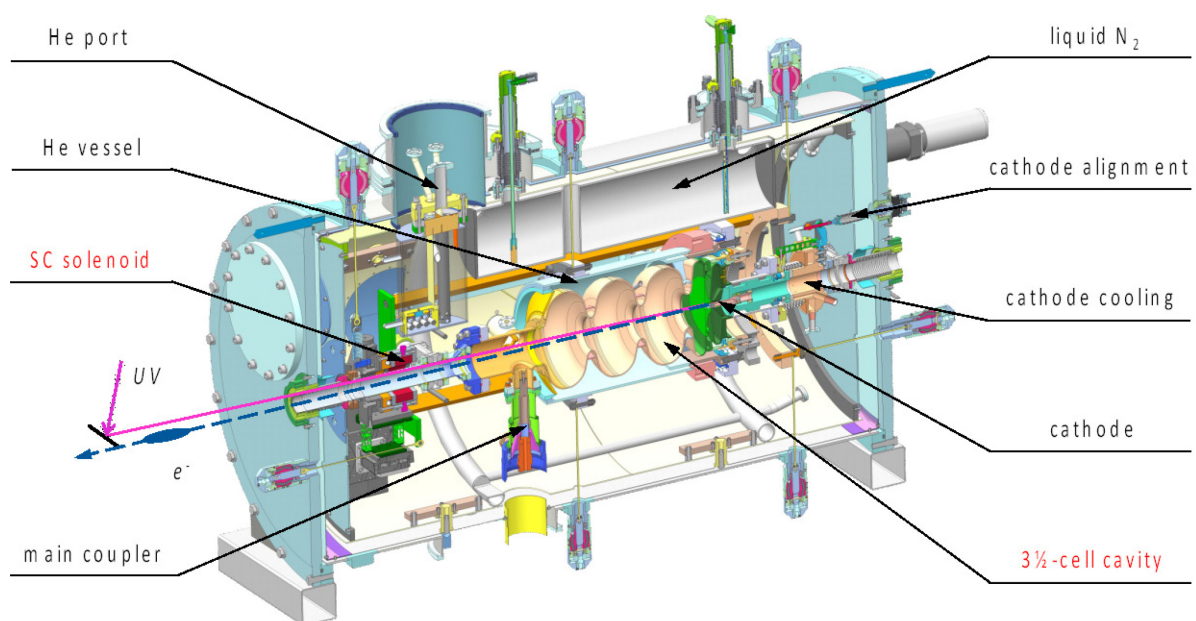


Abbildung 6.18: Schema der supraleitenden Elektronenquelle (Bildquelle: [67])

Die maximale Kompression, das heißt die minimale Pulslänge, wurde bei einer relativen Phase von  $99,2^\circ$  eingestellt. Für die Überkompression konnten zwei Messwerte aufgenommen werden, bevor die maximal mögliche Amplitude des zweiten Beschleunigermoduls erreicht war.

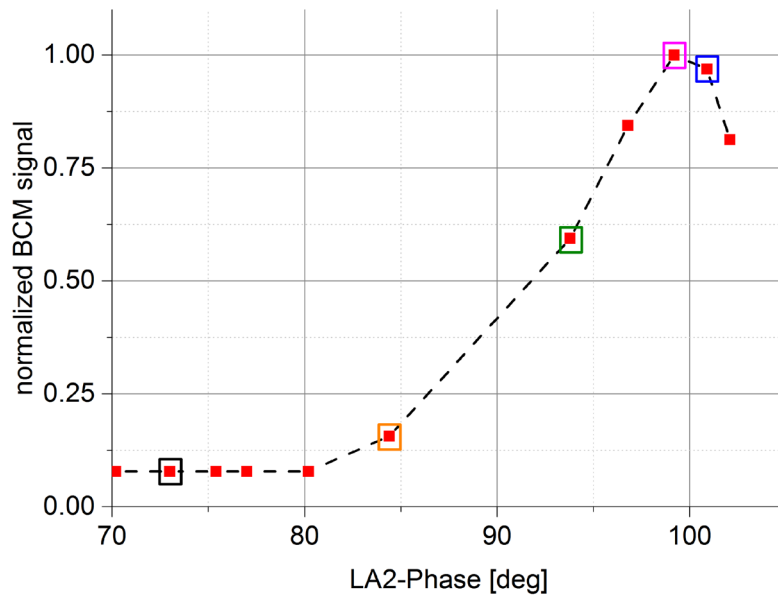


Abbildung 6.19: Normiertes BCM-Signal bei Variation des Chirps, angegeben als Phase des zweiten Beschleunigermoduls

Abbildung 6.20 zeigt die Ankunftszeitvariationen für die in Abbildung 6.19 markierten Kompressionszustände in einem zeitlichen Auszug von 200 ms. Die Maximalamplitude der Störungen liegt bei geringer Kompression bei etwa 700 fs Spitze-zu-Spitze. Damit sind die gemessenen Schwankungen um etwa den Faktor 7 geringer als beim thermionischen Injektor (circa 5000 fs Spitze-zu-Spitze).

Mit der Kompression steigt auch hier die Amplitude der gemessenen Störungen an. Aus diesen Messergebnissen lässt sich schließen, dass ein Teil der niederfrequenten Störungen in Abbildung 6.3 bereits vom thermionischen Injektor auf den Strahl aufgeprägt wurde und nicht ausschließlich durch die Beschleunigerkavitäten.

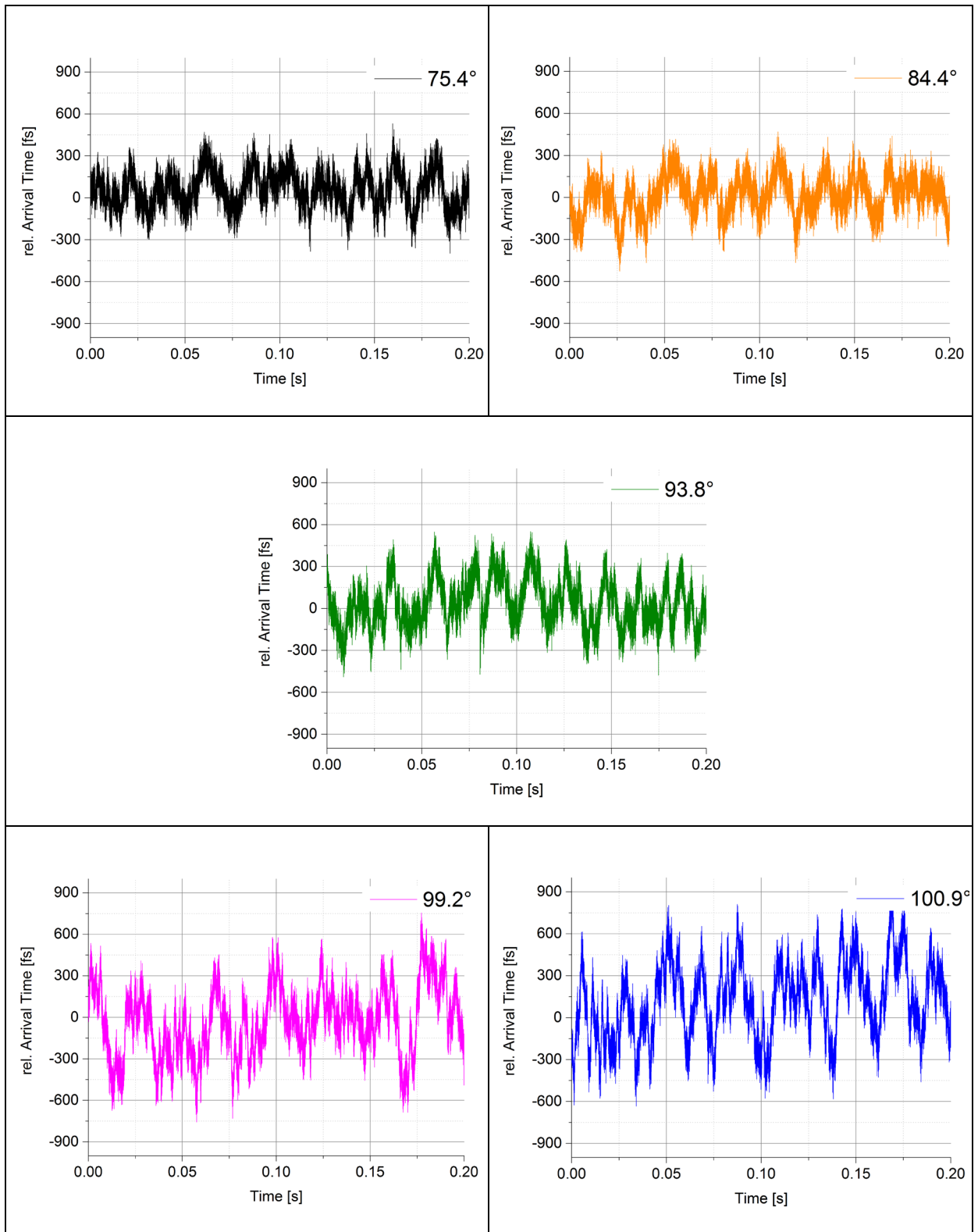


Abbildung 6.20: Ergebnisse der Ankunftszeitmessung bei Variation der Pulskompression – angegeben als Phasenwerte von LA2 – über einen Beobachtungszeitraum von 0,2 s bei 100-kHz-Pulsrate

Aus den Messdaten im Zeitbereich wurden die Leistungsdichtespektren bestimmt und der frequenzabhängige RMS-Jitter berechnet. In Abbildung 6.21 sind die Kurvenverläufe mit der bekannten farblichen Kodierung abgebildet. Es wird deutlich, dass besonders die 50-Hz-Störkomponente einen Großteil des gemessenen Jitters verursacht. Auch die dritte (150 Hz) und siebte (350 Hz) Harmonische zeigen einen Einfluss auf den Ankunftszeitjitter.

Ebenfalls wird hier eine Reduktion der hochfrequenten Jitteranteile mit wachsender Kompression erkennbar. Der Ausgangswert ist jedoch mit 25 fs RMS geringer als beim thermionischen Injektor (etwa 150 fs RMS).

Der Maximalwert der Schwankungen beträgt 180 fs RMS im dargestellten Intervall von 10 Hz bis 50 kHz. Dieser Wert stellt sich bei höchster Kompression ein. Für minimale Kompression konnte eine Schwankung von 100 fs RMS im dargestellten Intervall bestimmt werden.

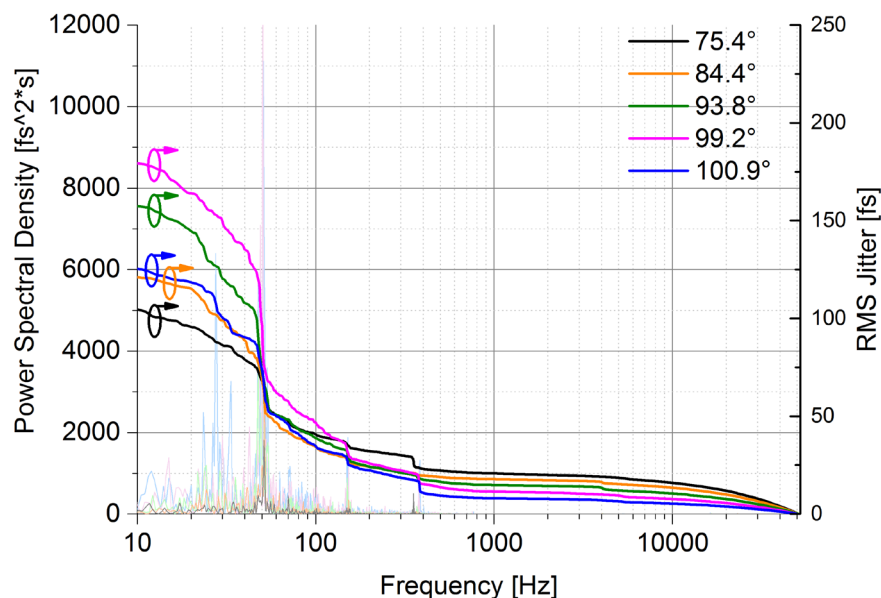


Abbildung 6.21: Leistungsdichtespektrum der Ankunftszeitänderung sowie dessen frequenzabhängiger RMS-Jitter für verschiedene Phasenwerte des zweiten Beschleunigermoduls bei Variation der Kompression (vgl. Abbildung 6.19)

Als Zusammenfassung dieses Abschnitts wurden die Messergebnisse für den supraleitenden Injektor in einem Überblick dargestellt. Abbildung 6.22 zeigt die Histogramme der Energiemessung mit dem Strahlagemonitor und die Ankunftszeitmessungen in Abhängigkeit von der Kompression der Elektronenpulse. Man erkennt den geringeren Energiejitter (circa 500 keV Spitze-zu-Spitze) im Vergleich zum thermionischen Injektor (>1000 keV Spitze-zu-Spitze) über den gesamten betrachteten Bereich hinweg. Ebenso sind die Ankunftszeitschwankungen um eine Größenordnung geringer. Mit wachsender Kompression steigt der Absolutwert der Ankunftszeitschwankungen aufgrund erhöhter niederfrequenter Einflüsse an.

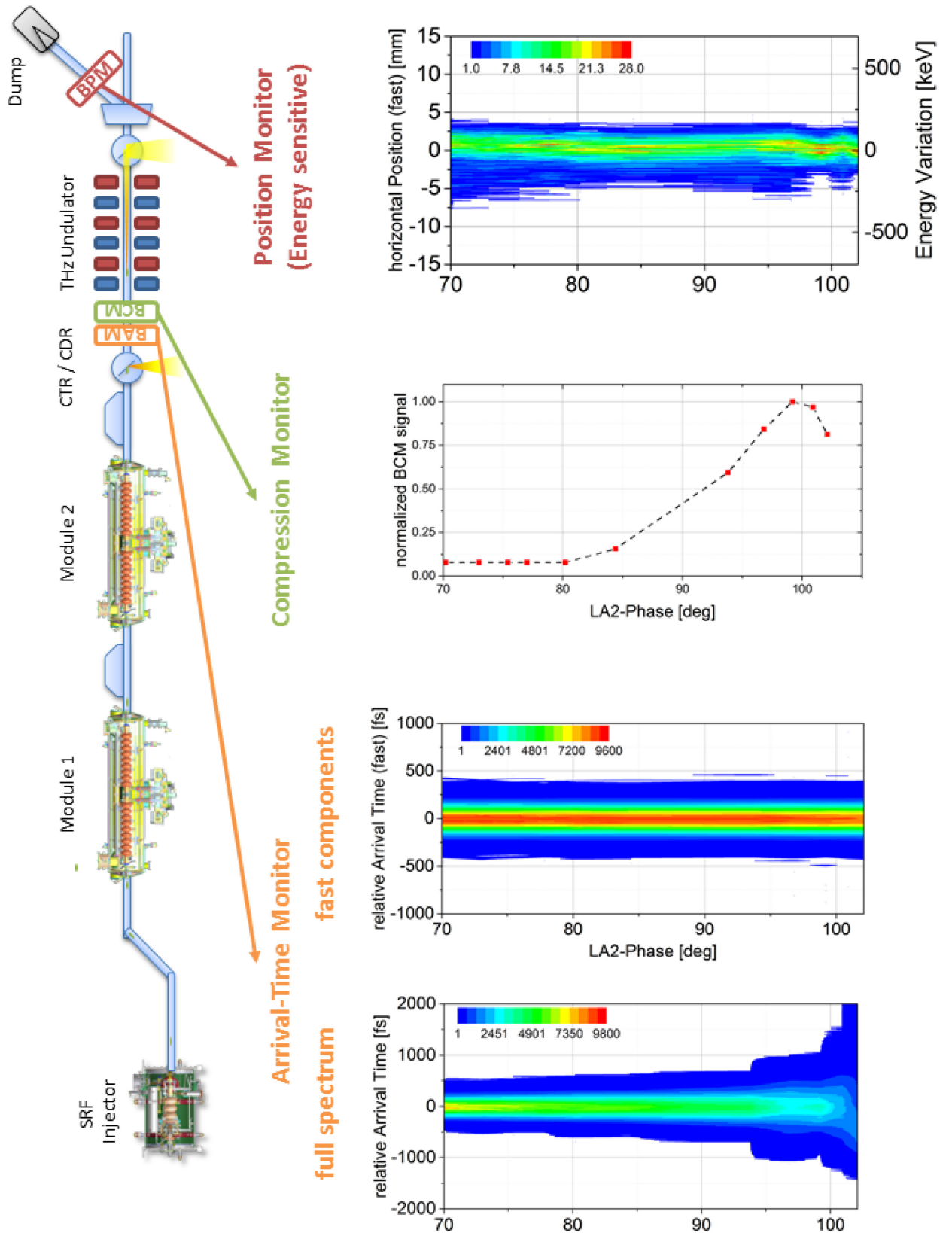


Abbildung 6.22: Ankunftszeitjitter und Puls-zu-Puls-Schwankungen gegenüber der BCM-Amplitude und der Positionsschwankungen im dispersiven Beschleunigerabschnitt bei Variation der Pulskompression für den supraleitenden Injektor

## 6.4 Strahlstabilisierung – Grundlagenversuch

Die Identifikation von Rauschquellen und deren Eliminierung wurde in den vorangegangenen Abschnitten diskutiert. Jedoch ist die Entfernung von Störquellen nur in begrenztem Umfang möglich. Besonders Frequenzbestandteile der Netzspannung können an einer Vielzahl von Beschleunigerkomponenten wie Elektronenquelle, Beschleunigerresonatoren, Ablenkmagnete auf den Elektronenstrahl einwirken. Um die verbleibenden Jitterbestandteile zu unterdrücken, soll zukünftig eine strahlbasierte Rückkopplung (engl. beam based feedback – BBF) implementiert werden. Das BBF soll dafür die gewonnenen Messdaten von BAM, BCM und BPM für die gezielte Stabilisierung der Ankunftszeit, der Kompression und der Energie von Elektronenpulsen nutzen. Es wurde ein Proof-of-Concept-Versuch am ELBE vorgenommen, um die Funktionalität einer Rückkopplung am CW-Beschleuniger nachzuweisen. Am FLASH in Hamburg wurden ähnliche Feedback-Systeme in einem gepulsten System implementiert. Sie minimieren den verbleibenden Jitter der Elektronenpulse und damit Fluktuationen der Sekundärstrahlung [23, 25].

Am ELBE werden analoge Reglerbaugruppen zur Stabilisierung der Beschleunigungsfelder innerhalb der Kavitäten eingesetzt. In Version 4.1 wurden diese erweitert, um Steuersignale einzuspeisen, die den Phasen- und Amplitudenstellwert um einen gewählten Arbeitspunkt variieren [17].

Im Abschnitt 6.1 wird gezeigt, dass Frequenzkomponenten der Netzspannung einen erheblichen Einfluss auf die Ankunftszeitstabilität haben. Ziel des Versuchs sollte deshalb sein, diese Störkomponenten zu unterdrücken. Die Auslese des Ankunftszeitmonitors ist räumlich getrennt von den Reglermodulen, sodass eine direkte Rückkopplung nicht möglich war. Als Alternative wurde ein Signalgenerator (Tektronix AFG3000C) mittels PLL auf die Frequenz der Netzspannung synchronisiert. Am Ausgang des Generators konnte dann jede gewünschte Frequenz phasenstabil zur Netzfrequenz generiert werden. Amplitude und Phase des Ausgangssignals konnten am Generator gezielt variiert werden. Abbildung 6.23 zeigt schematisch den Versuchsaufbau.

Die Reglerbaugruppen sind intern gekoppelt, sodass die eingespeisten Steuersignale stets auf Kavität 3 und 4 gleichermaßen wirken. Zudem waren die Module vorkonfiguriert, um den Phasenwert zu variieren, und konnten für die durchgeführte Messung nicht zur Amplitudenregelung konfiguriert werden. Zukünftig soll das Ankunftszeitfeedback auf die Amplitude der Beschleunigungsfelder wirken, jedoch hat auch die Phase einen messbaren Einfluss (vgl. Proportionalitätsbeziehung (6.4)). Als Ausgangssignal des Generators wurde ein 50-Hz-Sinus gewählt, welcher eine Amplitude von 200 mV Spitze-zu-Spitze hat, was sich über die Reglerelektronik in eine Phasenvariation von  $0,4^\circ$  bei 1,3 GHz umsetzt [17]. Die Phase des Steuersignals wurde am Generatorausgang derart gewählt, dass es den Störungen destruktiv entgegenwirkt.



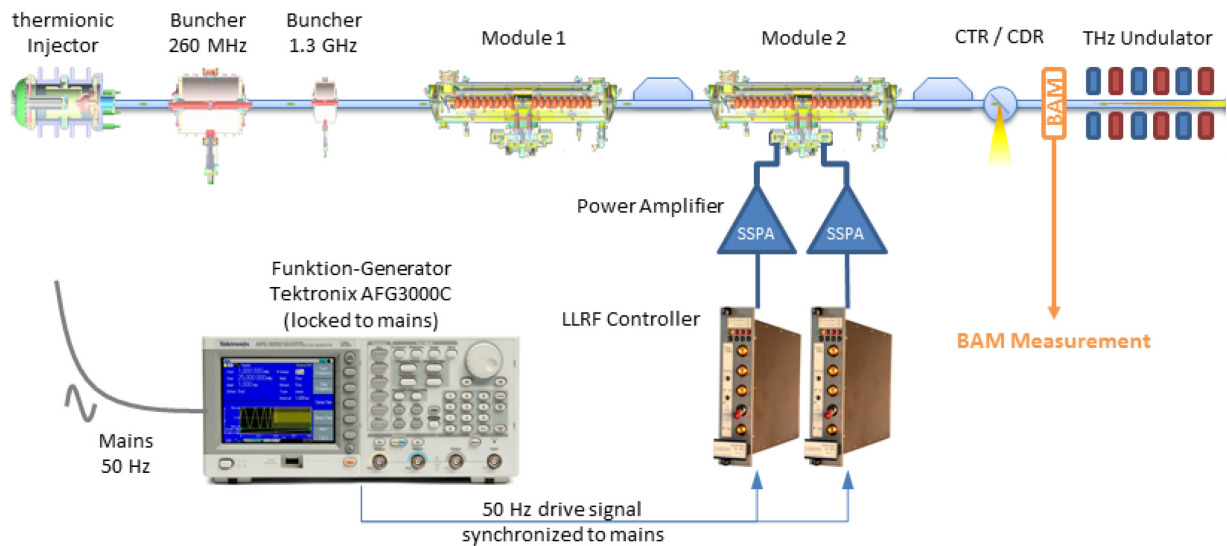


Abbildung 6.23: Messaufbau zum Grundlagenversuch Strahlstabilisierung

Die Ergebnisse der Ankunftszeitmessung sind im Zeitbereich in Abbildung 6.24 dargestellt. Die blaue Kurve zeigt die Ankunftszeitschwankungen ohne aufgeprägte Phasenmodulation und die rote Kurve das Ergebnis bei aktivierter Modulation. Bereits die Unterdrückung einer einzelnen Spektralkomponente zeigt hier eine sichtbare Verbesserung der Jittereigenschaften.

Aus den präsentierten Datenpunkten im Zeitbereich wurden das Leistungsdichtespektrum und der frequenzabhängige RMS-Jitter ermittelt. In der gewählten Darstellungsform (Abbildung 6.25) wird deutlich, wie die Phasenmodulation wirkt. Der Beitrag der 50-Hz-Komponente konnte von etwa 300 fs RMS auf 20 fs RMS reduziert werden. Damit wurde der Gesamtjitter im betrachteten Frequenzspektrum von 10 Hz bis 1 kHz von 900 fs RMS auf 620 fs RMS verringert.

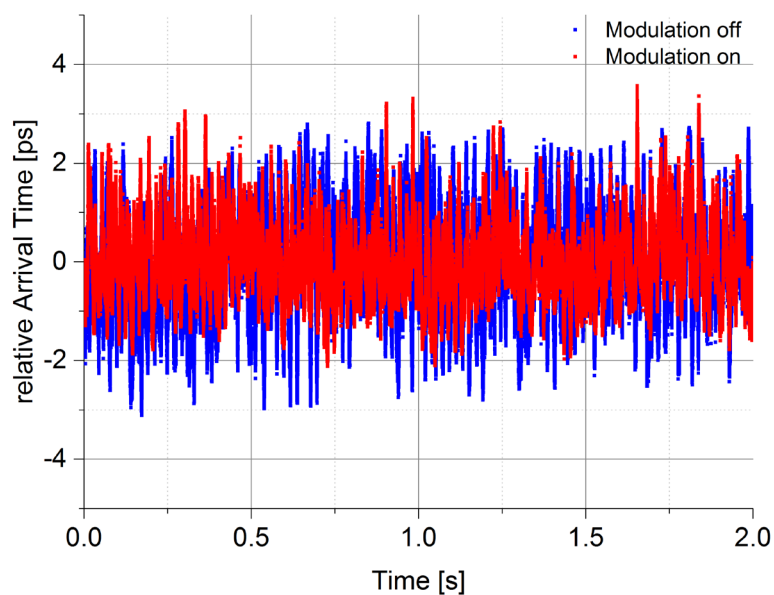


Abbildung 6.24: Ankunftszeitmessung im Zeitbereich mit aktivierter und deaktivierter Phasenmodulation zur Jitterminimierung

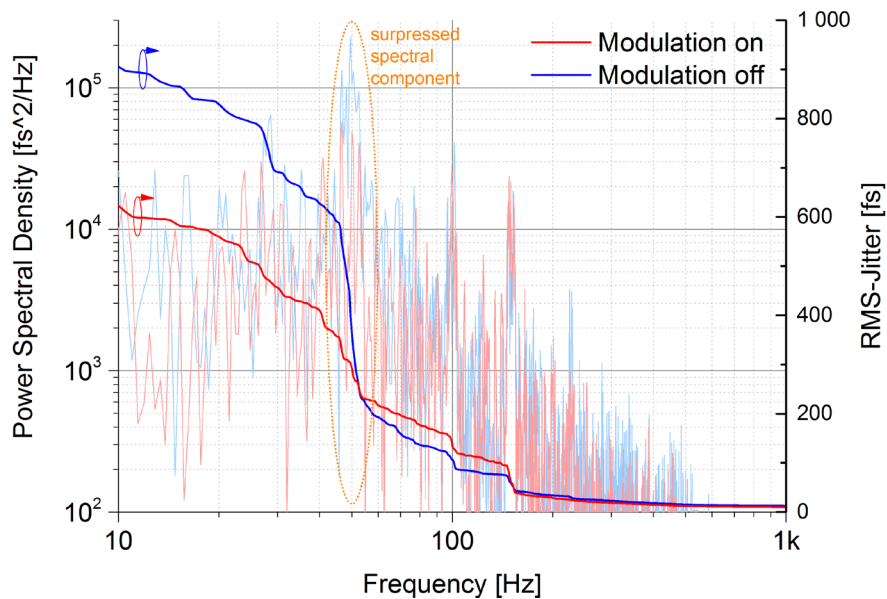


Abbildung 6.25: Leistungsdichteverteilung der Ankunftszeitmessung mit errechnetem RMS-Jitter für aktivierte und deaktivierte Phasenmodulation

Das Resultat dieses Versuchsaufbaus offenbart, wie ein zukünftiges Rückkopplungssystem am ELBE wirken kann. Das System soll die schrittweise Detektion und Kompensation von Elektronenstrahlschwankungen für Beschleunigerabschnitte ermöglichen. In Vorbereitung dafür werden gegenwärtig Baugruppen gefertigt, die vor dem zweiten Beschleunigermodul installiert werden. Sie beinhalten einen BAM, BCM-Komponenten und BPMs, um den Strahl am Ausgang der ersten Beschleunigerstrecke (LA1) zu charakterisieren. Die erste Rückkopplung wirkt dann auf die Phase und Amplitude der elektrischen Felder in den Kavitäten 1 und 2. Die zweite Station, die aus den im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Prototypen besteht, quantifiziert die Störungen, die durch das zweite Beschleunigermodul auf den Strahl aufgeprägt werden. Die Rückkopplung wirkt dann auf die Kavitäten 3 und 4.

Abbildung 6.26 zeigt das Funktionsprinzip der möglichen schrittweisen Stabilisierung des Elektronenstrahls am ELBE. Die verwendeten analogen Reglermodule sollen in Zukunft durch digitale Baugruppen ersetzt werden. Diese erlauben die Kontrolle der Beschleunigungsfelder mit hoher Präzision und die Implementierung digitaler Vorsteuerung und Rückkopplungs-Algorithmen (Feedforward und Feedback). Erste Messreihen zur Anwendung dieser digitalen Regelung am ELBE zeigten positive Resultate [68, 69] und bestätigten die Einsatzfähigkeit für einen supraleitenden CW-Elektronenbeschleuniger.

Ziel der aktiven Strahlstabilisierung ist die Synchronisation zwischen Elektronenpulsen und externen Laserquellen mit 100 fs Präzision. Die hier beschriebenen Messungen zeigen, dass dies der ELBE-Beschleuniger ohne Rückkopplung momentan nicht erreichen kann. Sie bilden jedoch den Ausgangspunkt für das Verständnis der Propagation einzelner Störkomponenten im Beschleuniger und zeigen Möglichkeiten auf, diese zu minimieren.

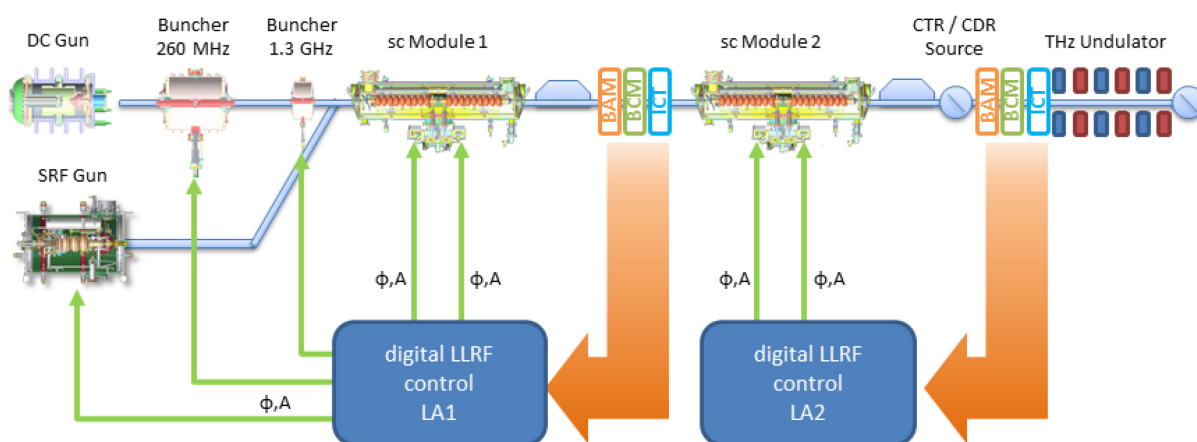


Abbildung 6.26: Schematische Darstellung der geplanten aktiven Strahlstabilisierung anhand von Messdaten des BAM und BCM



## 7 Zusammenfassung und Ausblick

---

Im Rahmen dieser Arbeit wurden wesentliche Grundlagen für hochaufgelöste Experimente in der Kurzzeitphysik am ELBE-Zentrum für Hochleistungsstrahlungsquellen geschaffen. Dazu wurden Kernbestandteile des supraleitenden CW-Elektronenbeschleunigers hinsichtlich ihrer Phasenstabilität evaluiert und Teilkomponenten durch verbesserte Systeme ersetzt.

Kernthema war die Konzeption, der Aufbau und die Charakterisierung eines gepulsten optischen Synchronisationssystems zur Verteilung eines Phasenreferenzsignals. Es bildet die Basis für physikalische Experimente mit einer Auflösung im Bereich von wenigen zehn Femtosekunden. Darüber hinaus wurde der Prototyp eines Ankunftszeitmonitors am ELBE entwickelt und charakterisiert. Mit diesem Diagnoseelement wurden erstmals Messungen der Elektronenpulsankunftszeit mit hoher Präzision am ELBE-Strahl ermöglicht. Die implementierten Varianten zur Datenanalyse ermöglichen einzelpuls aufgelöste Messzyklen mit bisher unerreichter spektraler Bandbreite. Ferner wurde eine Methode zur Analyse des CW-Strahls entwickelt, die unter Verwendung der Lockin-Technik besonders rauscharme Messungen hervorbringen kann und sich für die Kompensation langsamer Driftbewegungen eignet.

Abschließend wurde der ELBE-Beschleuniger umfassend hinsichtlich Ankunftszeit- und Energiestabilität charakterisiert. Hierbei wurden die erweiterten Möglichkeiten, die ELBE als CW-Beschleuniger bietet, ausgeschöpft. Der Fokus lag besonders auf der Dokumentation der spektralen Verteilung des Jitters bei verschiedenen Kompressionszuständen der Elektronenpulse. Diese methodische Untersuchung wurde sowohl für den thermionischen Injektor als auch für die supraleitende Photoelektronenquelle durchgeführt.

Die erzielten Messergebnisse gaben Aufschluss über die wirkenden Störmechanismen während der Elektronenpulspropagation und stellen den Ausgangspunkt für Verbesserungen der Strahlqualität dar.

Ein Machbarkeitsnachweis belegt, wie der ELBE-Elektronenstrahl in Zukunft aktiv stabilisiert werden kann, um die erforderliche Zeitauflösung zu erreichen. Intrinsische Strahlinstabilitäten können in der Folge signifikant reduziert werden.

## 7.1 Synchronisationssystem

Das Synchronisationssystem als zentrales Element der Dissertation stellt in Verbindung mit einer verbesserten Hochfrequenzreferenzquelle das Schlüsselement für zeitaufgelöste Messungen am ELBE dar. Durch die demonstrierte Phasenstabilität dient es als Referenz für Experimente und Diagnoseelemente.

Zum Konzept gehörte die Errichtung eines dedizierten optischen Labors, um optimale Bedingungen für die Kernbestandteile des Systems zu schaffen. Die geforderten Reinraumbedingungen sind damit erfüllt. Während des Betriebs zeigte sich außerdem, dass eine bessere thermische Isolation passiv stabilisierter Systembestandteile die Leistungsfähigkeit des Aufbaus weiter verbessern kann.

Das Ziel, ein wartungsfreundliches und zuverlässiges System mit möglichst vielen Standardkomponenten aufzubauen, wurde weitestgehend erreicht. Faserlink Nummer 1 arbeitet – zum Zeitpunkt der Drucklegung dieser Arbeit – seit mehr als zwei Jahren, ohne dass ein technischer Ausfall verzeichnet wurde. Ein Defekt des optischen Referenzoszillators wurde schnell durch den Hersteller behoben. Das System soll zukünftig mit einem zweiten Laseroszillator bestückt werden, um zusätzliche Redundanz zu schaffen und die Zuverlässigkeit des Gesamtsystems weiter zu erhöhen.

Derzeit besteht das System aus vier stabilisierten Faserstrecken und kann bei Bedarf problemlos um weitere fünf Stationen erweitert werden.

## 7.2 Diagnoseelemente

Zeitlich hochaufgelöste Experimente erfordern neben einer präzisen Synchronisation externer Laserquellen stabiles Verhalten des Elektronenstrahls selbst. Um die Eigenschaften des Elektronenstrahls mit hoher Auflösung bestimmen zu können, wurden zwei Arten von Diagnoseelementen am ELBE installiert. Der Bunch Arrival Time Monitor (BAM) verwendet die stabilisierten Laserpulse des optischen Synchronisationssystems zur Messung der Elektronenpulsankunftszeit an der Messstelle mit wenigen Femtosekunden Auflösung.

Der BAM wurde mit Komponenten einer Frequenzbandbreite von bis zu 40 GHz bestückt und ist damit einer der empfindlichsten und ausgereiftesten weltweit. In Kooperation mit Partnern der Technischen Universität Darmstadt und des Deutschen Elektronen-Synchrotrons in Hamburg konnten erste Messungen die Leistungsfähigkeit des Systems am ELBE unter Beweis stellen. Die erlangten Erkenntnisse geben wichtige Hinweise auf Störquellen in der Beschleunigerstruktur.

Der Dauerstrichbetrieb (CW-Modus) der supraleitenden Beschleunigermodule und der Elektronenquellen eröffneten vielfältige Möglichkeiten der Datenverarbeitung. Die Datenerfassung mit schneller Digitalelektronik führt zu einzelpuls aufgelösten Messungen mit hohem Datenvolumen. Daraus können durch die Fourier-Analyse hochaufgelöste Rauschspektren errechnet werden, die Aufschluss über spezifische Störkomponenten geben.

Ferner kann die Datenerfassung mit einem Lockin-Verstärker rauscharme Messungen der Ankunftszeitvariation mit schmaler Bandbreite ermöglichen. Aufgrund der geringen Bandbreite werden Störeinflüsse auf die Datenerfassung und schnelle Fluktuationen der Ankunftszeit im Messergebnis unterdrückt. Damit eignet sich dieses Prinzip hervorragend für eine Strahlstabilisierung mit geringer Bandbreite.

Ergänzend wurden Bunch Compression Monitore (BCMs) errichtet, die qualitative Messungen der longitudinalen Kompression der Elektronenpulse erlauben. Sie haben sich als nützliches Werkzeug während der Optimierung der Strahlführung erwiesen. Zudem kann unter Verwendung des Diffraktionsstrahlers die Variation der Pulslänge minimal-invasiv während der Experimentdurchführung bestimmt werden. Schwankungen der Pulscompression lassen auf Instabilitäten vorheriger Beschleunigerkomponenten schließen.

## **7.3 Maschinenstudien**

Abschließend wurden die entwickelten Diagnosekomponenten verwendet, um den ELBE-Elektronenstrahl umfassend zu charakterisieren. Verschiebungen einzelner Jitterkomponenten konnten ebenso sichtbar gemacht werden wie diskrete Störlinien. Besonders die Schwankungen der Hochspannung des thermionischen Injektors haben messbare Auswirkungen auf verschiedene Strahlparameter, was mit Hilfe von drei unabhängigen Messverfahren nachgewiesen werden konnte.

Die beschriebenen Maschinenstudien wurden für beide am ELBE installierte Injektoren durchgeführt, wobei mit der supraleitenden Fotoelektronenquelle ein weitaus stabilerer Strahl generiert werden konnte. Dieses Ergebnis hat hohe Relevanz für die geplanten Experimente mit den super-radianten THz-Quellen sowie für die erneute Inbetriebnahme der Compton-Röntgenquelle, da die SRF-Gun dafür verstärkt Anwendung finden soll.

## 7.4 Ausblick

Mit den hier beschriebenen Aktivitäten wurde der Grundstein für die Synchronisation und zeit-aufgelöste Strahldiagnose am ELBE gelegt. Darauf aufbauend müssen weitere Maschinenstudien durchgeführt werden, um verbleibende diskrete Störquellen identifizieren und eliminieren zu können. Durch den Aufbau einer zweiten kombinierten Diagnosestation (BAM, BCM und BPM) vor dem zweiten Beschleunigermodul, kann die Konversion der Rauschkomponenten in verschiedenen Teilen der Maschine besser beobachtet werden.

Die Diagnosestationen bilden nachfolgend die Basis für ein strahlbasiertes Rückkopplungssystem, um den verbleibenden Jitter zu reduzieren. Im Zusammenspiel mit der Implementierung einer digitalen Regelung der Beschleunigungsfelder eröffnen sich weitere Möglichkeiten, aktiv Störquellen zu unterdrücken. Ziel ist weiterhin die Synchronisation des Elektronenstrahls mit externen Laserquellen mit einer Präzision von besser als 100 fs RMS.



# Anhang A: Software

---

In diesem Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit erstellten Softwarekomponenten kurz vorgestellt. Sie sind primär für die Steuerung und Auslese der im Haupttext beschriebenen Systeme verantwortlich und wurden mit dem grafischen Programmiersystem LabVIEW der National Instruments Corporation [70] erzeugt.

## Laser-Hochfrequenzregelung

Die Laser-Hochfrequenzanbindung wird durch einen compactRio (cRio) der National Instruments AG gesteuert. Dazu werden die Phasendetektorsignale durch ADCs digitalisiert und im integrierten FPGA-Modul verarbeitet. PID-Regler, Amplitudenüberwachung und das Grobtuning des Lasers werden vom cRio selbstständig vorgenommen. Die Programmierung des Moduls erfolgte mit dem FPGA-Toolkit der LabVIEW-Programmierungsumgebung. Damit können zeitgesteuerte Regelschleifen realisiert werden, die zu einem definierten Timing der Verarbeitung führen.

Der cRio kann von einem beliebigen Steuerrechner im gleichen Netzwerk parametrierbar werden. Die Kontrolloberfläche ist in Abbildung A- 1 dargestellt. Sie zeigt links die Steuerelemente zum Aufbau der erforderlichen Netzwerkverbindung. Nach erfolgreichem Verbindungsaufbau zeigen die drei farbigen Messdiagramme die Ausgangssignale der drei Phasendetektoren. Links daneben können die Parameter der PID-Regler und die Arbeitspunkte individuell für jeden Detektor eingestellt werden. Der Bereich darunter dient der Steuerung des integrierten Vektormodulators zur Variation der Phasenbeziehung des Lasers zum Hochfrequenzoszillator.

Daneben kann das Coarse-Tuning aktiviert werden. Dafür gibt es zwei Varianten. Die erste ist eine manuelle Einstellung, die zur Optimierung der Laserfrequenz bei der Inbetriebnahme dient. Die zweite ist eine automatische Option, die bei Erreichen eines definierten Schwellwertes einen entsprechenden Tuning-Schritt veranlasst. Die Schwellwerte können vom Nutzer festgelegt werden. Der rechte Bereich stellt sämtliche für die Regelung relevanten Daten zur Verfügung. Darunter die digitalisierten Werte der Leistungsmesser für Laser und Referenzsignale sowie die aktuell ausgegebene Steuerspannung des Piezos. Zentral ist der Verlauf der Steuerspannung über einige Minuten dargestellt. Nach abgeschlossener Parametrierung kann das Kontrollprogramm beendet werden und der cRio arbeitet unabhängig vom übrigen System.

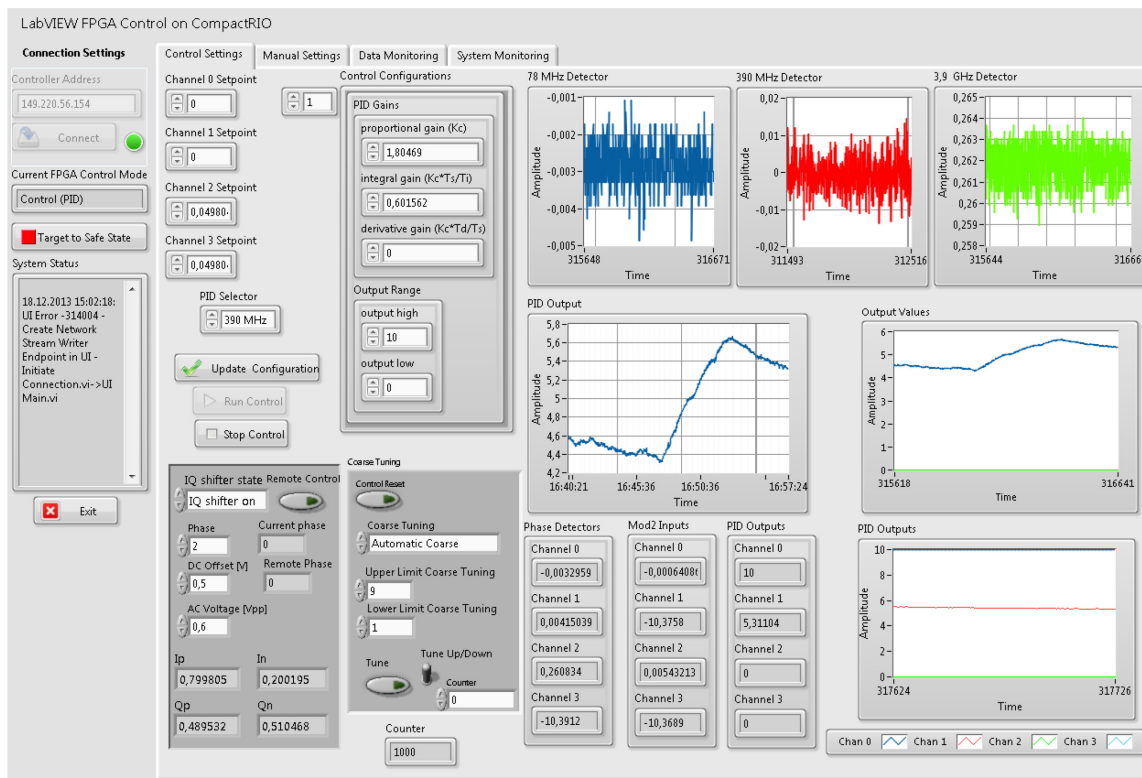


Abbildung A- 1: Grafische Oberfläche zur Ansteuerung der digitalen Laser-Frequenzregelung

## Faserlinksteuerung

Die Steuerung der Faserlinks gliedert sich in zwei Bereiche. Der Erste ist die schnelle Erfassung des Ausgangssignals des optischen Kreuzkorrelators und die Kompensation der Faserdrift durch Ansteuerung des Piezoelements. Der Zweite ist die Visualisierung für den Nutzer und die Steuerung des Coarse-Tunings, wenn die Grenze des Dynamikbereichs des Piezoelements erreicht ist.

Die schnelle Regelung wird auch hier durch ein FPGA-Modul realisiert, dieses ist jedoch in einem PXI-Modul integriert und kommuniziert mit dem Hauptprogramm über die PCI-Schnittstelle des PXI-Baugruppenträgers. Jeder FPGA kann gleichzeitig zwei Faserlinks unabhängig voneinander steuern. Die entsprechenden Programmteile wurden dafür logisch getrennt und beeinflussen sich gegenseitig nicht. Abbildung A- 2 zeigt das Kontrollprogramm auf dem PXI-Kontroller, womit die einzelnen Regler bedient werden können. Oben links wird des FPGA-Modul ausgewählt, welches angesprochen werden soll, und darunter sind die Stellgrößen zweier Regelschleifen dargestellt. Neben den PID-Parametern und den Stellwerten kann die Abtastfrequenz jedes Reglers individuell eingestellt werden. Zudem kann eine Mittelwertbildung aktiviert werden, um hochfrequente Störungen zu minimieren.

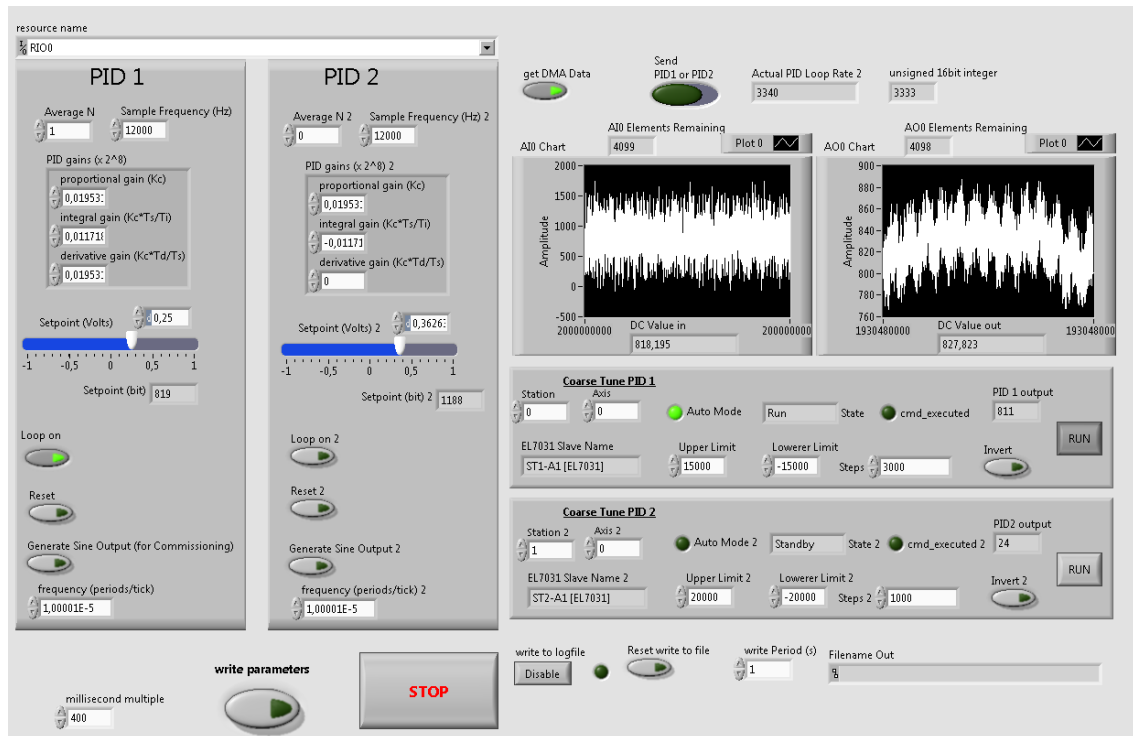


Abbildung A- 2: Nutzeroberfläche für zwei Faserlinks

Die Messdiagramme zeigen die aktuellen Werte der ADC- und DAC-Kanäle, das heißt das Kreuzkorrelatorsignal und die Steuerspannung des Piezoelements. Darunter sind die Elemente für die Parametrierung des Coarse-Tunings platziert, die bei Erreichen der Aussteuerungsgrenzen der Piezo-Module eine entsprechende Bewegung der optischen Verzögerungsstrecken veranlassen.

Für die Inbetriebnahme eines Faserlinks kann der Piezo mit einer periodischen Schwingung angeregt werden, womit ständig der Arbeitsbereich des optischen Kreuzkorrelators überstrichen wird. Dies erwies sich bei der Optimierung der Signalform als besonders vorteilhaft. Wenn Erregersignal und Detektorspannung auf einem Oszilloskop dargestellt werden, ergibt sich ein stehendes Bild des Kreuzkorrelatorsignals, welches sich hervorragend für die manuelle Signalperfektionierung eignet.

Die Ansteuerung der Motortreiber der optischen Verzögerungsstrecken erfolgt über EtherCat-Verbindungen. Die Schrittmotormodule der Beckhoff Automation GmbH & Co. KG verfügen über die entsprechende Schnittstelle. Die Kommunikation erfolgt über einen EtherCat-Master der Acontis Technologies GmbH, der in einem abgesetzten Echtzeitbetriebssystem arbeitet. Die Kommunikation zwischen Linksteuerung und EtherCat-Master erfolgt über eine LabVIEW-Bibliothek der Ackermann Automation GmbH.

Diese komplexe Struktur ist nötig, um die Beckhoff-Module an das LabVIEW-System anzukoppeln. Sie bietet jedoch den Vorteil, dass die verwendeten Komponenten sämtliche benötigten Funktionen zur Verfügung stellen und gleichzeitig eine sehr kompakte Bauform bieten. Weitere

Funktionsklemmen lesen die Ausgangssignale des analogen Phasen- und Amplitudendetektors AD8302 aus und stellen sie dem LabVIEW-Programm zur Verfügung. Zudem sind Temperaturmodule installiert, die eine Überwachung der Linkstationen und der Piezo-Treibermodule ermöglichen. Abbildung A- 3 zeigt die an die spezifischen Bedürfnisse angepasste Benutzeroberfläche zur Steuerung und Auslese der Beckhoff-Komponenten, bereitgestellt von der Ackermann Automation GmbH.

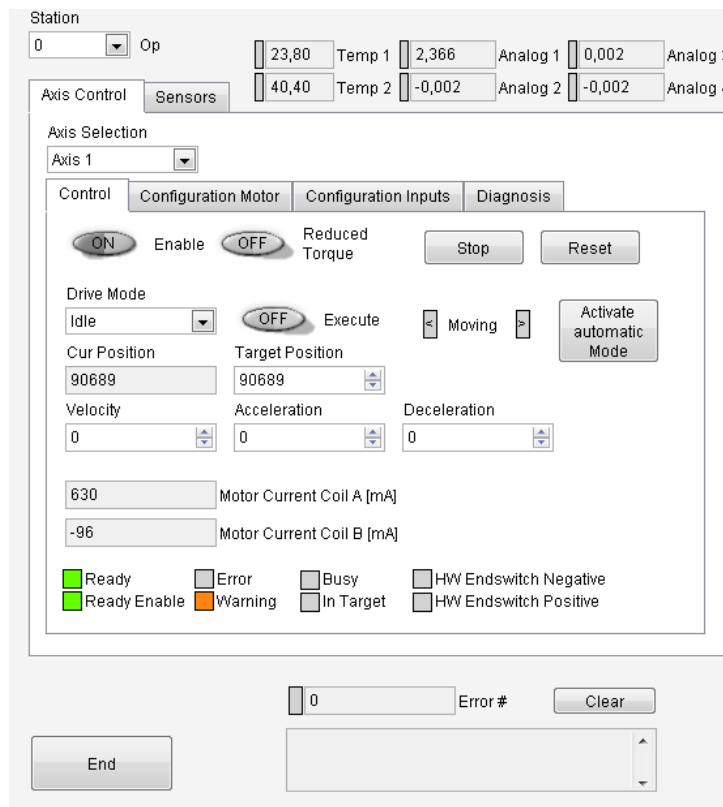


Abbildung A- 3: Grafische Oberfläche der Beckhoff-Stationsteuerung

Die Parametrierung der Faserverstärker wird derzeit noch mit dem vom Hersteller bereitgestellten Kontrollprogramm der Photop Technologies Inc. durchgeführt. In Zukunft soll auch diese in das LabView-Projekt eingefügt werden.

### **Datenerfassung – Ankunftszeitmonitor (BAM)**

Die Datenerfassung des BAM geschieht in ähnlicher Weise wie für die Faserlinks. Dafür sind FPGA-Module und ADCs in einem PXI-Baugruppenträger installiert, die die schnelle Digitalisierung übernehmen. Die Datenerfassung wird durch ein Triggersignal angestoßen, welches die Generation eines neuen Elektronenpulses im Beschleuniger signalisiert.

Folglich werden die BAM-Signale des Grob- und des Feinkanals mit 234 MHz digitalisiert. Spitzenwertsignale und Datenpunkte der Basislinie werden in verschiedenen Datenblöcken zur späteren Verarbeitung hinterlegt. Im Kontrollprogramm muss der Anwender den modulierten Laserpuls identifizieren, der dann für die automatisierte Bestimmung der Ankunftszeit ausgewertet wird.

Abbildung A- 4 zeigt die Benutzeroberfläche für die Datenerfassung der BAM-Signale. Im linken Menüband kann die Anzahl der aufzunehmenden Datenpunkte pro Trigger-Ereignis und die Nummer des modulierten Samples eingetragen werden. Daneben werden die Rohdaten der beiden Messkanäle angezeigt und der errechnete Modulationsfaktor dargestellt.

Dazu kann der Vektormodulator angesteuert werden, der die Phase des ADC-Taktsignals variiert. Dieses wird vom Lasersignal zurückgewonnen und ist damit phasenstabil zu den Messsignalen, jedoch müssen unterschiedliche Kabellaufzeiten mit dem Vektormodulator kompensiert werden.

Die Darstellung ganz rechts zeigt die Rohdaten einer BCM-Station. Die Software wird gegenwärtig so erweitert, dass jeweils von einem BAM-BCM-Paar die Daten erfasst und verarbeitet werden können. Damit sind korrelierte Messungen für beide Diagnoseelemente problemlos möglich und die vorhandene Hardware wird optimal ausgenutzt.

BCM

BAM

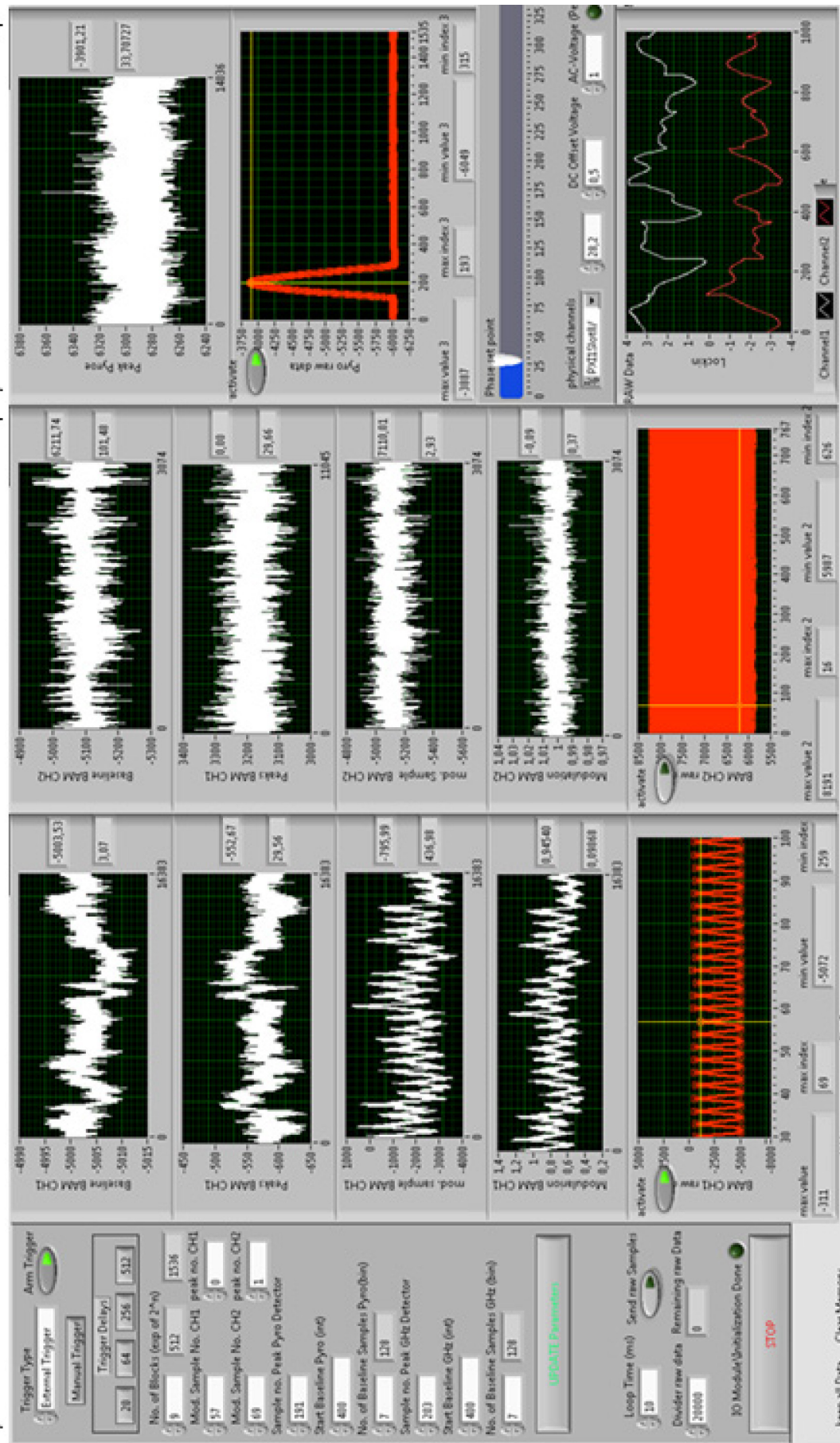


Abbildung A- 4: Steuerprogramm für die Datenerfassung der Ankunftszeitmessung

## Anhang B: Transfermatrizen

---

Zur einfachen Beschreibung der Bewegung relativistischer Teilchen in einem Beschleuniger können sogenannte Transfermatrizen angewandt werden. Sie beschreiben die Bewegung der Teilchen in einem sechsdimensionalen Raum. Die folgenden Beschreibungen basieren auf [65] und [71].

Ein Teilchen kann in Bezug auf ein entsprechendes Referenzteilchen wie folgt beschrieben werden:

$$\mathbf{X}(s) = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ z \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{horizontale Ortsabweichung} \\ \text{horizontale Richtungsabweichung} \\ \text{vertikale Ortsabweichung} \\ \text{vertikale Richtungsabweichung} \\ \text{longitudinale Ortsabweichung} \\ \text{relative Impulsabweichung} \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} [\text{mm}] \\ [\text{mrad}] \\ [\text{mm}] \\ [\text{mrad}] \\ [\text{mm}] \\ [\text{\%}] \end{pmatrix}. \quad (7.1)$$

Durch Lösen der linearen Bewegungsgleichungen erhält man die charakteristischen Lösungen für die Strahlführungskomponenten [71]. Durch Multiplikation der Transfermatrix  $\mathbf{R}$  mit dem Eingangsvektor  $\mathbf{X}(s)_{in}$  kann der Ausgangsvektor  $\mathbf{X}(s)_{out}$  errechnet werden. Zur Berechnung der Propagation durch verschiedene Beschleunigerabschnitte können die Transfermatrizen verschiedener Strahlführungskomponenten nacheinander multipliziert werden:

$$\mathbf{X}(s)_{out} = \mathbf{R}_n \cdot \mathbf{R}_{n-1} \cdot \dots \cdot \mathbf{R}_1 \cdot \mathbf{X}(s)_{in}. \quad (7.2)$$

Diese Transfermatrizen sind im Folgenden beispielhaft für die Driftstrecke und den homogenen Dipolmagnet (Sektormagnet) dargestellt.

Driftstrecke mit der Länge  $L$  :

$$\mathbf{R}_{Drift} = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & L/\gamma^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

Dipol mit dem Ablenkwinkel  $\alpha$  und dem Radius der Sollbahn  $R$  :

$$\mathbf{R}_{Dipol} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & R \sin \alpha & 0 & 0 & 0 & R(1 - \cos \alpha) \\ -\frac{1}{R} \sin \alpha & \cos \alpha & 0 & 0 & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 0 & 1 & R\alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin \alpha & -R(1 - \cos \alpha) & 0 & 0 & 1 & R\left(\frac{\alpha}{\gamma^2} - \alpha + \sin \alpha\right) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

Die in Kapitel 6 mehrfach verwendete Elektronenpulsenenergimessung mithilfe eines Strahl-lagemonitors (BPM) nach einem Dipolmagnet kann mit den beiden oben stehenden Matrixele-menten beschrieben werden.

Durch Multiplikation der Matrizen kann die Propagation der Teilchen durch den Dipol und die nachfolgende Driftstrecke beschrieben werden.

$$\mathbf{X}_{out}(s) = \mathbf{R}_{Drift} \cdot \mathbf{R}_{Dipol} \cdot \mathbf{X}_{in}(s) \quad (7.5)$$

Mit dem BPM wurde die horizontale Ablage gemessen. Zur Vereinfachung soll hier nur das Er-gebnis des ersten Vektorelements, eben der horizontalen Ortsabweichung  $x_{out}$ , dargestellt wer-den. Es ergibt sich nach der schrittweisen Matrixmultiplikation zu

$$x_{out} = x_{in} \cos \alpha + x'_{in} R \sin \alpha + \delta R(1 - \cos \alpha) + L \left( -\frac{x_{in}}{R} \sin \alpha + x'_{in} \cos \alpha + \delta \sin \alpha \right). \quad (7.6)$$

Mit dem Ersetzen von  $\delta$  durch

$$\delta = \frac{dE}{E} \quad (7.7)$$

und der Ableitung nach der Energieänderung erhält man die aus Gleichung (6.1) bekannte Be-ziehung

$$dx_{out} = \frac{dE}{E} [R(1 - \cos \alpha) + L \sin \alpha], \quad (7.8)$$

und durch Umformen die energieabhängige horizontale Ablage der Elektronenpulse

$$dE = \frac{E}{R(1 - \cos \alpha) + L \sin \alpha} dx_{out}. \quad (7.9)$$



In Abbildung A- 5 sind die Trajektorien für unterschiedliche Energien der Elektronen dargestellt und die daraus resultierende horizontale Verschiebung markiert.

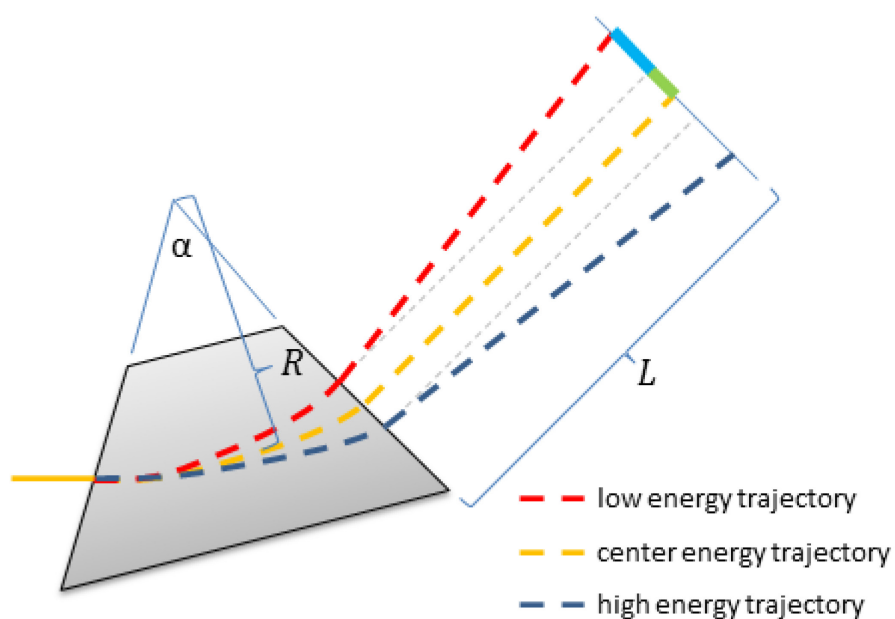


Abbildung A- 5: Schematische Darstellung unterschiedlicher Trajektorien für verschiedene Elektronenenergie.



# Literaturverzeichnis

---

- [1] S. KOVALEV, B. GREEN, V. ASGEKAR, G. GELONI, U. LEHNERT, T. GOLZ, M. KUNTZSCH, C. BAUER, J. HAUSER, J. VOIGTLAENDER, B. WUSTMANN, I. KOESTERKE, M. SCHWARZ, M. FREITAG, A. ARNOLD, J. TEICHERT, M. JUSTUS, W. SEIDEL, C. ILGNER, N. AWARI, D. NICOLETTI, S. KAISER, Y. LAPLACE, S. RAJASEKARAN, L. ZHANG, S. WINNERL, H. SCHNEIDER, G. SCHAY, I. LORENZC, A. RAUSCHER, I. RADU, S. MÄHRLEIN, T. KAMPFRATH, S. WALL, J. HEBERLE, A. MALNASI, A. CAVALLERI, A. STEIGER, A. S. MÜLLER, M. HELM, U. SCHRAMM, T. COWAN, P. MICHEL, A. S. FISHER, N. STOJANOVIC, M. GENSCHE, High-field High-repetition-rate THz sources for the Coherent Control of Matter. (in Vorbereitung) 2015.
- [2] T. KAMPFRATH, K. TANAKA, K. A. NELSON, Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients. In: *Nature Photonics* 7 (2013), S. 680-690.
- [3] A. JOCHMANN, A. IRMAN, U. LEHNERT, J. P. COUPERUS, M. KUNTZSCH, S. TROTSSENKO, A. WAGNER, A. D. DEBUS, H. P. SCHLENVOIGT, U. HELBIG, S. BOCK, K. W. D. LEDINGHAM, T. E. COWAN, R. SAUERBREY, U. SCHRAMM, Operation of a picosecond narrow-bandwidth Laser-Thomson-backscattering X-ray source. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* 309 (2013), S. 214-217.
- [4] A. JOCHMANN, A. IRMAN, M. BUSSMANN, J. P. COUPERUS, T. E. COWAN, A. D. DEBUS, M. KUNTZSCH, K. W. D. LEDINGHAM, U. LEHNERT, R. SAUERBREY, H. P. SCHLENVOIGT, D. SEIPT, T. STOEHLKER, D. B. THORN, S. TROTSSENKO, A. WAGNER, U. SCHRAMM, High Resolution Energy-Angle Correlation Measurement of Hard X Rays from Laser-Thomson Backscattering. In: *Physical Review Letters* 111 (2013).
- [5] H. N. CHAPMAN, P. FROMME, A. BARTY, T. A. WHITE, R. A. KIRIAN, A. AQUILA, M. S. HUNTER, J. SCHULZ, D. P. DEPONTE, U. WEIERSTALL, R. B. DOAK, F. R. N. C. MAIA, A. V. MARTIN, I. SCHLICHTING, L. LOMB, N. COPPOLA, R. L. SHOEMAN, S. W. EPP, R. HARTMANN, D. ROLLES, A. RUDENKO, L. FOUCAR, N. KIMMEL, G. WEIDENSPONTNER, P. HOLL, M. LIANG, M. BARTHELMESS, C. CALEMAN, S. BOUTET, M. J. BOGAN, J. KRZYWINSKI, C. BOSTEDT, S. BAJT, L. GUMPRECHT, B. RUDEK, B. ERK, C. SCHMIDT, A. HOMKE, C. REICH, D. PIETSCHNER, L. STRUDER, G. HAUSER, H. GORKE, J. ULLRICH, S. HERRMANN, G. SCHALLER, F. SCHOPPER, H. SOLTAU, K.-U. KUHNEL, M. MESSERSCHMIDT, J. D. BOZEK, S. P. HAURIEGE, M. FRANK, C. Y. HAMPTON, R. G. SIERRA, D. STARODUB, G. J. WILLIAMS, J. HAJDU, N. TIMNEANU, M. M. SEIBERT, J. ANDREASSON, A. ROCKER, O. JONSSON, M. SVENDA, S. STERN, K. NASS, R. ANDRITSCHKE, C.-D. SCHROTER, F. KRASNIQI, M. BOTT, K. E. SCHMIDT, X. WANG, I. GROTHJOHANN, J. M. HOLTON, T. R. M. BARENDSE, R. NEUTZE, S. MARCHESINI, R. FROMME, S. SCHORB, D. RUPP, M. ADOLPH, T. GORKHOVER, I. ANDERSSON, H. HIRSEMANN, G. POTDEVIN, H. GRAAFSMA, B. NILSSON, J. C. H. SPENCE, Femtosecond X-ray protein nanocrystallography. In: *Nature* 470 (2011), S. 73-77.
- [6] P. EMMA, R. AKRE, J. ARTHUR, R. BIONTA, C. BOSTEDT, J. BOZEK, A. BRACHMANN, P. BUCKSBAUM, R. COFFEE, F. J. DECKER, Y. DING, D. DOWELL, S. EDSTROM, A. FISHER, J. FRISCH, S. GILEVICH, J. HASTINGS, G. HAYS, P. HERING, Z. HUANG, R. IVERSON, H. LOOS, M. MESSERSCHMIDT, A. MIAHNAHRI, S. MOELLER, H. D. NUHN, G. PILE, D. RATNER, J. RZEPIELA, D. SCHULTZ, T. SMITH, P. STEFAN, H. TOMPKINS, J. TURNER, J. WELCH, W. WHITE, J. WU, G. YOCKY, J. GALAYDA, First lasing and operation of an angstrom-wavelength free-electron laser. In: *Nature Photonics* 4 (2010), S. 641-647.

- [7] K. TIEDTKE, A. AZIMA, N. VON BARGEN, L. BITTNER, S. BONFIGT, S. DUSTERER, B. FAATZ, U. FRUHLING, M. GENSCH, C. GERTH, N. GUERASSIMOVA, U. HAHN, T. HANS, M. HESSE, K. HONKAVAAR, U. JASTROW, P. JURANIC, S. KAPITZKI, B. KEITEL, T. KRACHT, M. KUHLMANN, W. B. LI, M. MARTINS, T. NUNEZ, E. PLONJES, H. REDLIN, E. L. SALDIN, E. A. SCHNEIDMILLER, J. R. SCHNEIDER, S. SCHREIBER, N. STOJANOVIC, F. TAVELLA, S. TOLEIKIS, R. TREUSCH, H. WEIGELT, M. WELLHOFER, H. WABNITZ, M. V. YURKOV, J. FELDHAUS, The soft x-ray free-electron laser FLASH at DESY: beamlines, diagnostics and end-stations. In: *New Journal of Physics* 11 (2009).
- [8] M. ALTARELLI, R. BRINKMANN, M. CHERGUI, W. DECKING, B. DOBSON, S. DÜSTERER, G. GRÜBEL, W. GRAEFF, H. GRAAFSMA, J. HAJDU, J. MARANGOS, J. PFLÜGER, H. REDLIN, D. RILEY, I. ROBINSON, J. ROSSBACH, A. SCHWARZ, K. TIEDTKE, T. TSCHENTSCHER, I. VARTANIAN, H. WABNITZ, H. WEISE, R. WICHMANN, K. WITTE, A. WOLF, M. WULFF, M. YURKOV, The European X-Ray Free-Electron Laser – Technical design report. Hamburg, 2007.
- [9] T. O. RAUBENHEIMER, The LCLS-II, a New FEL Facility at SLAC. Free Electron Laser Conference 2014, Basel, 2014.
- [10] P. PIOT, M. CHURCH, C. R. PROKOP, Beam Dynamics Simulations for the Low-Energy Magnetic Bunch Compressor at ASTA. Fermilab Report No. FERMILABTM-2533-APC, 2012.
- [11] C. BOHNET (HZDR), Presseinformation - Sachsen investiert in Exzellenz. URL: <https://www.hzdr.de/db/Cms?pOid=38645&pNid=3089>. [letzter Abruf: 01.12.2014].
- [12] B. AUNE, R. BANDELMANN, D. BLOESS, B. BONIN, A. BOSOTTI, M. CHAMPION, C. CRAWFORD, G. DEPPE, B. DWERSTEG, D. A. EDWARDS, H. T. EDWARDS, M. FERRARIO, M. FOUAIDY, P. D. GALL, A. GAMP, A. GÖSSEL, J. GRABER, D. HUBERT, M. HÜNING, M. JUILLARD, T. JUNQUERA, H. KAISER, G. KREPS, M. KUCHNIR, R. LANGE, M. LEENEN, M. LIEPE, L. LILJE, A. MATHEISEN, W. D. MÖLLER, A. MOSNIER, H. PADAMSEE, C. PAGANI, M. PEKELER, H. B. PETERS, O. PETERS, D. PROCH, K. REHLICH, D. RESCHKE, H. SAFA, T. SCHILCHER, P. SCHMÜSER, J. SEKUTOWICZ, S. SIMROCK, W. SINGER, M. TIGNER, D. TRINES, K. TWAROWSKI, G. WEICHERT, J. WEISEND, J. WOJTKIEWICZ, S. WOLFF, K. ZAPFE, Superconducting TESLA cavities. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 3 (2000), S. 092001.
- [13] A. ARNOLD, Simulation und Messung der Hochfrequenzeigenschaften einer supraleitenden Photo-Elektronenquelle. Universität Rostock, *Dissertation*, 2012.
- [14] B. SCHRAMM (HZDR), Nutzerbetrieb an ELBE – Zentrum für Hochleistungsstrahlenquellen. URL: <http://www.hzdr.de/db/Cms?pNid=1732>. [letzter Abruf: 25.11.2014].
- [15] P. EVTUSHENKO (JLAB), private Kommunikation, 2014.
- [16] H. SCHLARB, Techniques for pump-probe synchronisation of FSEC radiation pulses. In: *2005 IEEE Particle Accelerator Conference (Pac), Vols 1-4* (2005), S. 2541-2545.
- [17] A. BÜCHNER, Upgrade and Performance of the Analog Low Level RF at ELBE. Pushing the ELBE CW RF-system to high average beam current, HZDR, Dresden, 2013.
- [18] E. RUBIOLA, Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators. Cambridge, 2008.
- [19] M. THUMM, Hochfrequenzmeßtechnik: Verfahren und Meßsysteme. Stuttgart, 2008.
- [20] THE INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS (IEEE), IEEE Standard Definitions of Physical Quantities for Fundamental Frequency and Time Metrology – Random Instabilities. IEEE STD 1139-2008 (2009), S. c1-35.

- 
- [21] M. KUNTZSCH, Entwicklung und Aufbau eines Phasenmessgerätes für das 1,3 GHz HF-System der Strahlungsquelle ELBE. Hochschule für Technik und Wirtschaft Dresden (FH), *Diplomarbeit*, 2009.
- [22] J. KIM, J. A. COX, J. CHEN, F. X. KARTNER, Drift-free femtosecond timing synchronization of remote optical and microwave sources. In: *Nature Photonics* 2 (2008), S. 733-736.
- [23] F. LÖHL, Optical Synchronization of a Free-Electron Laser with Femtosecond Precision. Universität Hamburg, *Dissertation*, 2009.
- [24] M. K. BOCK, Measuring the Electron Bunch Timing with Femtosecond Resolution at FLASH. Universität Hamburg, *Dissertation*, 2013.
- [25] S. SCHULZ, I. GRGURAŠ, C. BEHRENS, H. BROMBERGER, J. T. COSTELLO, M. K. CZWALINNA, M. FELBER, M. C. HOFFMANN, M. ILCHEN, H. Y. LIU, T. MAZZA, M. MEYER, S. PFEIFFER, P. PRĘDKI, S. SCHEFER, C. SCHMIDT, U. WEGNER, H. SCHLARB, A. L. CAVALIERI, Femtosecond all-optical synchronization of an X-ray free-electron laser. In: *Nature Communications* 6 (2015).
- [26] M. KUNTZSCH, A. BUECHNER, U. LEHNERT, F. ROESER, M. K. BOCK, M. BOUSONVILLE, M. FELBER, T. LAMB, H. SCHLARB, S. SCHULZ, C. SYDLO, Status of the Femtosecond Synchronization System at ELBE. Beam Instrumentation Workshop, Newport News, 2012.
- [27] K. SHAFAK, M. XIN, M. Y. PENG, P. T. CALLAHAN, F. KAERTNER, Laser-to-Laser Remote Transfer and Synchronization with Sub-fs Precision over a 3.5 km Fiber Link. 2013 IEEE International Frequency Control Symposium (FCS), IEEE, Taipei, 2014.
- [28] M. K. CZWALINNA, C. GERTH, H. SCHLARB, C. SYDLO, A. ANGELOVSKI, R. JAKOBY, A. PENIRSCHKE, M. KUNTZSCH, M. GENSCH, Performance study of high bandwidth pickups installed at FLASH and ELBE for femtosecond-precision arrival time monitors. Free Electron Laser Conference 2014, Basel, 2014.
- [29] M. BOUSONVILLE, M. K. BOCK, M. FELBER, T. LADWIG, T. LAMB, H. SCHLARB, S. SCHULZ, C. SYDLO, S. HUNZIKER, P. KOWNACKI, S. JABLONSKI, New phase stable optical fiber. Beam Instrumentation Workshop, Newport News, 2012.
- [30] H. SCHNEIDER (HZDR), Table-top laser systems installed in the FELBE user labs. URL: <http://www.hzdr.de/db/Cms?pOid=11335&pNid=471>. [letzter Abruf: 25.11.2014].
- [31] ONEFIVE GMBH, Origami – 15 Specification Sheet SN 109. Zürich, 2011.
- [32] T. SCHREIBER, Fiberdesk - nonlinear pulse propagation. URL: <http://www.fiberdesk.com/>. [letzter Abruf: 01.12.2014].
- [33] M. K. BOCK, T. LAMB, M. BOUSONVILLE, M. FELBER, P. GESSLER, H. SCHLARB, B. SCHMIDT, S. SCHULZ, M. KUNTZSCH, Report on the Redesign of the Fibre Link Stabilisation Units at FLASH. Free Electron Laser Conference 2011, Shanghai, 2011.
- [34] C. SYDLO (DESY), private Kommunikation, 2014.
- [35] U. LEHNERT, Bunch Compression of the low-energy ELBE electron beam for super-radiant THz sources. International Particle Accelerator Conference 2014, Dresden, 2014.
- [36] F. LÖHL, V. ARSOV, M. FELBER, K. HACKER, W. JALMUZNA, B. LORBEER, F. LUDWIG, K.-H. MATTHIESEN, H. SCHLARB, B. SCHMIDT, P. SCHMÜSER, S. SCHULZ, J. SZEWINSKI, A. WINTER, J. ZEMELLA, Electron Bunch Timing with Femtosecond Precision in a Superconducting Free-Electron Laser. In: *Physical Review Letters* 104 (2010), S. 4.
-

- [37] K. HACKER, Measuring the Electron Beam Energy in a Magnetic Bunch Compressor. Universität Hamburg, *Dissertation*, 2010.
- [38] A. ANGELOVSKI, A. KUHL, M. HANSLI, A. PENIRSCHKE, S. M. SCHNEPP, M. BOUSONVILLE, H. SCHLARB, M. K. BOCK, T. WEILAND, R. JAKOBY, High bandwidth pickup design for bunch arrival-time monitors for free-Electron laser. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 15 (2012), S. 112803.
- [39] A. ANGELOVSKI, M. HANSLI, A. PENIRSCHKE, R. JAKOBY, C. SYDLO, M. K. CZWALINNA, H. SCHLARB, M. BOUSONVILLE, A. KUHL, S. M. SCHNEPP, T. WEILAND, Realization and Measurements of cone-shaped Pickups for Bunch arrival-time Monitors for FLASH and XFEL. International Beam Instrumentation Conference 2012, Tsukuba, 2012.
- [40] A. PENIRSCHKE, A. ANGELOVSKI, M. HANSLI, R. JAKOBY, C. SYDLO, M. K. CZWALINNA, H. SCHLARB, M. BOUSONVILLE, A. KUHL, S. M. SCHNEPP, T. WEILAND, RF front end for high bandwidth Bunch Arrival Time Monitors in Free-Electron Lasers at DESY. International Beam Instrumentation Conference 2012, Tsukuba, 2012.
- [41] J. KRUSE (DESY), BAM Pickup Photo, 2012.
- [42] C. L. HANKS, D. J. HAMMAN, Radiation Effects Design Handbook. Columbus, 1971.
- [43] TIMES MICROWAVE SYSTEMS, SiO<sub>2</sub> Phase Cable Assemblies. URL: <http://www.timesmicrowave.com/cms/products/assemblies/phase-critical-assemblies/sio2-phase-cable-assemblies/index.shtml>. [letzter Abruf: 01.12.2014].
- [44] M. BASS, Handbook of Optics. New York, 1995.
- [45] A. ANGELOVSKI, M. KUNTZSCH, M. K. CZWALINNA, A. PENIRSCHKE, M. HANSLI, C. SYDLO, V. ARSOV, S. HUNZIKER, H. SCHLARB, M. GENSCH, V. SCHLOTT, T. WEILAND, R. JAKOBY, Evaluation of the cone-shaped pickup performance for low charge sub-10~fs arrival-time measurements at free electron laser facilities. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 18 (2015), S. 012801.
- [46] STANFORD RESEARCH SYSTEMS, Application Note no. 3: About Lock-In Amplifiers. URL: <http://www.thinksrs.com/downloads/PDFs/ApplicationNotes/AboutLIAs.pdf>. [letzter Abruf: 03.02.2014].
- [47] M. SOMMER, A. JAHN, J. HENNIGER, Beryllium oxide as optically stimulated luminescence dosimeter. In: *Radiation Measurements* 43 (2008), S. 353-356.
- [48] S. WESCH, Echtzeitbestimmung longitudinaler Elektronenstrahlparameter mittels absoluter Intensität und Spektralmessung einzelner kohärenter THz Strahlungspulse. Universität Hamburg, *Dissertation*, 2012.
- [49] M. DOHLUS, T. LIMBER, P. EMMA, Electron Bunch Length Compression. In: *Beam Dynamics Newsletter* 38 (2005).
- [50] E.-S. KIM, Bunch Compressors. ILC Accelerator School, 2006.
- [51] O. GRIMM, Coherent radiation diagnostics for short bunches. Particle Accelerator Conference, Albuquerque, 2007, pp. 2507-2511.

- [52] C. GERTH, R. ISCHEBECK, G. L. ORLANDI, P. PEIER, V. SCHLOTT, B. SCHMIDT, S. WESCH, THz Radiation Diagnostics for Monitoring the Bunch Compression at the SwissFEL Injector Test Facility. 10th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators, Hamburg, 2011.
- [53] O. GRIMM, H. DELSIM-HASHEMI, J. ROSSBACH, V. BALANDIN, N. GOLUBECA, Transverse electron beam size effect on the bunch profile determination with coherent radiation diagnostics. 11th biennial European Particle Accelerator Conference, Genoa, 2008.
- [54] V. L. GINZBURG, I. M. FRANK, Radiation of a uniformly moving electron due to its transition from one medium into another. In: *Journal of Physics-USSR* 9 (1945), S. 353-362.
- [55] S. CASALBUONI, B. SCHMIDT, P. SCHMÜSER, Far-infrared Transition and Diffraction Radiation: Production, diffraction effects and optical propagation. Hamburg, 2005.
- [56] G. WÜSTEFELD, Coherent Synchrotron Radiation and Short Bunches in Electron Storage Rings. EPAC08, Genoa, 2008.
- [57] C. BEHRENS, D. NICOLETTI, B. SCHMIDT, S. WESCH, Upgrade and Evaluation of the Bunch Compression Monitor at the Free-Electron Laser in Hamburg (FLASH). 1st International Particle Accelerator Conference, Kyoto, 2010, pp. 912-914.
- [58] U. LEHNERT (HZDR), private Kommunikation, 2014.
- [59] C. KAYA, C. SCHNEIDER, A. AL-SHEMMARY, W. SEIDEL, M. KUNTZSCH, J. BHATTACHARYYA, M. MITTENDORFF, P. EVTUSHENKO, S. WINNERL, G. STAATS, M. HELM, N. STOJANOVIC, P. MICHEL, M. GENSCHE, Phase sensitive monitoring of electron bunch form and arrival time in superconducting linear accelerators. In: *Applied Physics Letters* 100 (2012), S. 141103.
- [60] BERGOZ INSTRUMENTATION, Integrating CT & Beam Charge Monitor. URL: [http://www.bergoz.com/index.php?option=com\\_content&view=article&id=56&Itemid=471](http://www.bergoz.com/index.php?option=com_content&view=article&id=56&Itemid=471). [letzter Abruf: 15.11.2014].
- [61] N. NEUMANN, M. LAABS, M. SCHISELSKI, D. PLETTEMEIER, B. GREEN, S. KOVALEV, M. GENSCHE, Compact integrated THz spectrometer in GaAs technology for electron bunch compression monitor applications. International Particle Accelerator Conference, Dresden, 2014.
- [62] P. EVTUSHENKO, Electron Beam Diagnostic at the ELBE Free Electron Laser. Technische Universität Dresden, *Dissertation*, 2004.
- [63] M. JUSTUS, ELBE-Dokumentation: Thermionische Gun – Kurzbeschreibung. HZDR, 2009.
- [64] Glassman High Voltage Incorporated. URL: <http://www.glassmanhv.com/>. [letzter Abruf: 17.10.2014].
- [65] K. WILLE, Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen. Stuttgart, 1992.
- [66] M. JUSTUS, U. LEHNERT, P. MICHEL, D. PROEHL, R. SCHURIG, W. SEIDEL, J. TEICHERT, Investigation and Improvement of Beam stability at the ELBE FELs. Free Electron Laser Conference 2008, Gyeongju, 2008.
- [67] P. LU, ELBE SRF Gun II - New High Gradient SRF Gun, 2009 – Today. URL: <http://www.hzdr.de/db/Cms?pOid=41422&pNid=234>. [letzter Abruf: 18.12.2014].

- [68] I. RUTKOWSKI, R. RYBANIEC, L. BUTKOWSKI, C. SCHMIDT, M. HOFFMANN, M. KUNTZSCH, H. BUETTIG, R. SCHURIG, Precision Regulation for SRF Cavities Using MTCA.4. 3rd MicroTCA workshop for industry and research, Hamburg, 2014.
- [69] I. RUTKOWSKI, R. RYBANIEC, L. BUTKOWSKI, C. SCHMIDT, M. HOFFMANN, M. KUNTZSCH, H. BUETTIG, R. SCHURIG, U. LEHNERT, MTCA.4 based LLRF system tests at ELBE. 2nd MTCA Workshop for Industry and Research, Hamburg, 2013.
- [70] LabVIEW System Design Software. URL: <http://www.ni.com/labview/>. [letzter Abruf: 13.02.2015].
- [71] F. HINTERBERGER, Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik. Berlin, 2008.



# Danksagung

---

Zum Ende möchte ich mich mit Dank an jene richten, die mir in den vergangenen Jahren maßgebliche Unterstützung gegeben haben und ohne die ein erfolgreicher Abschluss dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Als erstes ist mein Doktorvater Prof. Dr. Thomas Cowan zu nennen, der mir wertvolle Anregungen zur Entwicklung dieser Arbeit gab und von dessen breitem Fachwissen und der Fähigkeit, über den Tellerrand hinaus zu blicken, ich stets profitiert habe. Besonders möchte ich mich bei Prof. Dr. Wilfried Klix bedanken, der sich bereit erklärte, die Betreuung in diesem kooperativen Promotionsverfahren zu übernehmen und mich an seiner weitreichenden Erfahrung teilhaben ließ. Im Jahr 2007 hat er mich mit dem ELBE-Beschleuniger in Kontakt gebracht und damit den Ausgangspunkt für die erfolgreiche Entwicklung bis heute gesetzt.

Dr. Holger Schlarb und die LBSynch-Gruppe haben erheblichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit und ich bin ihnen zu großem Dank verpflichtet. Das erforderliche Wissen und die Fähigkeiten zum Aufbau des Synchronisationssystems habe ich während zahlreicher Aufenthalte am DESY erlangt und bin dankbar über die aktive Kooperation in den vergangenen Jahren. Ich empfand die Besuche und den Austausch als große fachliche und persönliche Bereicherung.

Ich bedanke mich bei Dr. Peter Michel, der mir dieses Projekt anvertraute und dazu die Freiheit und den Rückhalt gab, es nach meinen Vorstellungen umzusetzen. Vielen Dank an Dr. Ulf Lehnert und Dr. Michael Gensch für die vielen ergiebigen Diskussionen und die wertvollen Hinweise für die Durchführung von Messungen und der Interpretation der Ergebnisse.

Daneben half mir Rico Schurig stets, die großen und kleinen Elektronikprobleme auf pragmatische Weise zu lösen. Die gemeinsamen Besuche der verschiedenen Diagnostikkonferenzen in aller Welt und die produktiven „Singlepulser-Diskussionen“ werden mir in Erinnerung bleiben. Für die „Hands-on“-Einführung in die Lasertechnik und das Einbringen seiner Expertise bei der Beschaffung von optischen Komponenten bedanke ich mich bei Dr. Fabian Röser.

Ich möchte auch Dr. Pavel Evtushenko meinen Dank aussprechen, der mir kurzfristig benötigte Simulationsergebnisse zur Verfügung stellte, die wichtige Anhaltspunkte für die Interpretation der Messergebnisse lieferten.

Natürlich bedanke ich mich auch bei der gesamten ELBE-Mannschaft für die großartige Zusammenarbeit über die vergangenen Jahre, besonders bei Reinhard Steinbrück für Rat und Tat bei

der Umsetzung der verschiedenen Softwarekomponenten und bei Andreas Schwarz für die angenehme gemeinsame Arbeit im Synchronisationslabor.

Nicht zu vergessen sind Jens Hauser und Stefan Findeisen. Beide haben durchdachte Konstruktionen für eine Vielzahl von Komponenten entworfen und Anpassungen kurzfristig eingearbeitet.

Vielen Dank an Dr. Karsten Möller für die kritische und konstruktive Auseinandersetzung mit dem Manuskript und an Sven Riesel für das professionelle Lektorat sowie die Orientierungshilfe bei stilistischen Fragestellungen.

Abschließend möchte ich meinen Eltern und meiner „Mitbewohnerin“ Dana danken, die mir jederzeit den notwendigen Rückhalt gaben und ihr Verständnis, wenn ich den Kopf mal wieder voller „Phasenrauschen“ hatte.

Danke.

# Erklärung

---

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Diese Dissertation wurde am Institut für Strahlenphysik des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf unter wissenschaftlicher Betreuung von Prof. Dr. Thomas Cowan angefertigt.

Ich erkenne die geltende Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden vom 23.02.2011 an.

Dresden, 16.03.2015

Michael Kuntzsch